特别说明

此资料来自百度文库（http://wenku.baidu.com/）

您目前所看到的文档是使用的**抱米花百度文库下载器**所生成

此文档原地址来自

http://wenku.baidu.com/view/8a7512768e9951e79b892703.html

感谢您的支持

抱米花

http://blog.sina.com.cn/lotusbaob

VISIT…

LANZAROTE Caliente.com

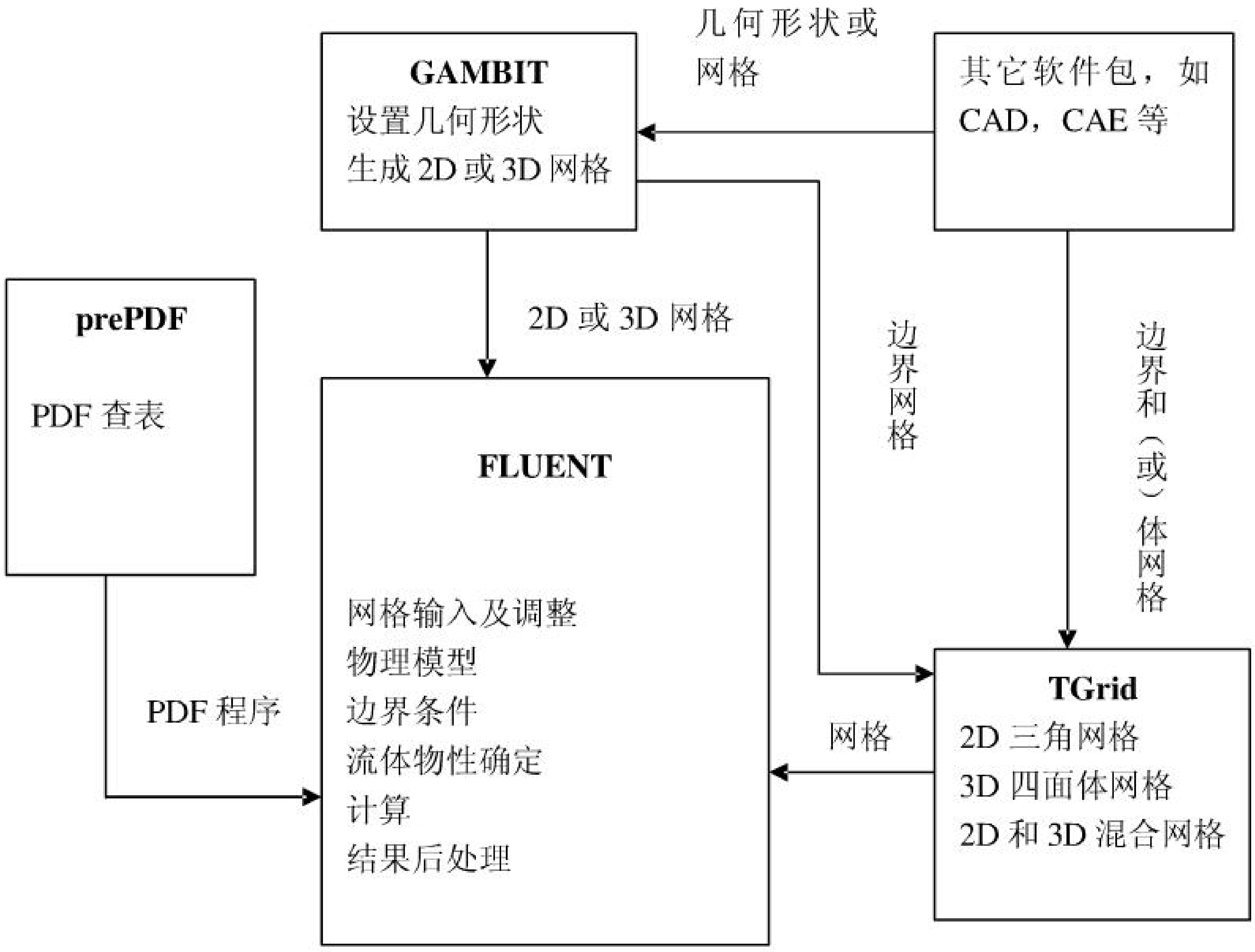
FLUENT 简介

FLUENT 是用于计算复杂几何条件下流动和传热问题的程序。它提供的无结构网格生成程序，把计算相对复杂的几何结构问题变得容易和轻松。可以生成的网格包括二维的三角形和四边形网格；三维的四面体、六面体及混合网格。并且，可以根据计算结果调整网格。这种**网格的自适应能力对于精确求解有较大梯度的流场如自由剪切流和边界层问题有很实际的作用**。同时，**网格自适应和调整只是在需要加密的流动区域里实施，而非整个流动场，因此可以节约计算时间**。

程序的结构

FLUENT 程序软件包应该包括以下几个部分：

1， FLUENT 解法器
2， prePDF，用于模拟 PDF 燃烧过程
3， GAMBIT，网格生成
4， TGrid，额外的处理器，用于从现有的边界网格生成体网格。
5， Filters(Translators)，转换其它程序生成的网格，用于 FLUENT 计算。可以接口的程序包括：ANSYS, I-DEAS, NASTRAN,PATRAN 等

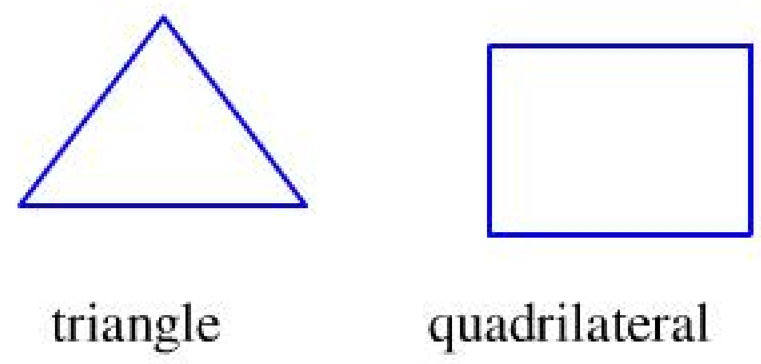


基本程序结构示意图。

FLUENT 程序的用途

1，采用三角形、四边形、四面体、六面体及其混合网格计算二维和三位流动问题。计算过程中，网格可以自适应。
2，可压缩与不可压缩流动问题
3，稳态和瞬态流动问题
4，无粘流，层流及湍流问题
5，牛顿流体及非牛顿流体
6，对流换热问题（包括自然对流和混合对流）
7，导热与对流换热耦合问题
8，辐射换热
9，惯性坐标系和非惯性坐标系下的流动问题模拟
10，多运动坐标系下的流动问题
11，化学组分混合与反应
12，可以处理热量、质量、动量和化学组分的源项
13，用 Lagrangian 轨道模型模拟稀疏相（颗粒，水滴，气泡等）
14，多孔介质流动
15，一维风扇、热交换器性能计算
16，两相流问题
17，复杂表面形状下的自由面流动

二维网格：



三维网格：

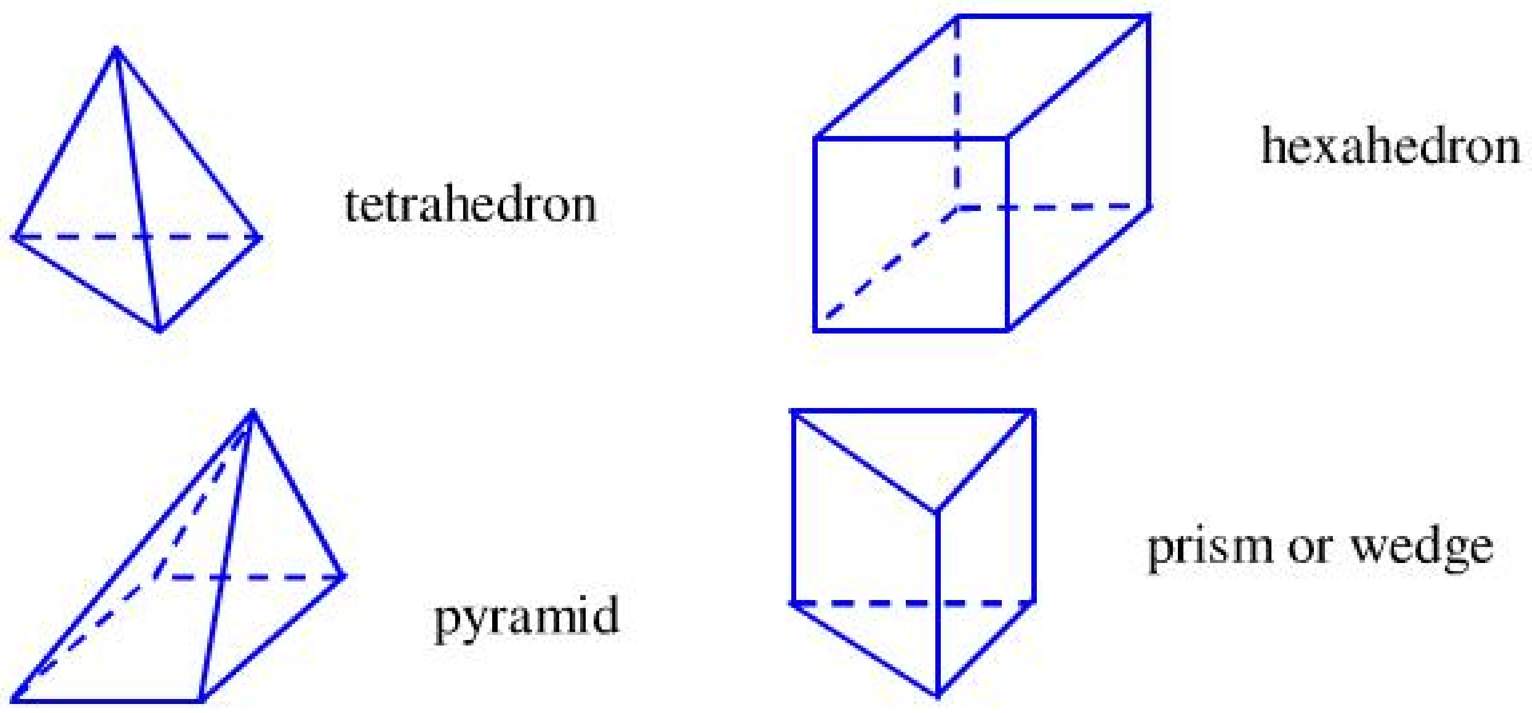


图 1－1，FLUENT 的基本控制体形状

用 FLUENT 程序求解问题的步骤

1，确定几何形状，生成计算网格（用 GAMBIT，也可以读入其它指定程序生成的网格）
2，选择 2D 或 3D 来模拟计算
3，输入网格
4，检查网格
5，选择解法器
6，选择求解的方程：层流或湍流（或无粘流），化学组分或化学反应，传热模型等。确定其它需要的模型如：风扇、热交换器、多孔介质等模型。

7，确定流体物性
8，指定边界条件
9，条件计算控制参数
10，　流场初始化
11，　计算
12，　检查结果
13，　保存结果，后处理等。

关于 FLUENT 解法器的说明

1，FLUENT 2D，　二维单精度解法器
2，FLUENT 3D，三位单精度解法器
3，FLUENT 2ddp，二维双精度解法器
4，FLUENT 3ddp，三维双精度解法器

FLUENT 程序启动方法

1，WINDOEWS NT 下，点击 FLUENT5。
2，在 MS－DOS 下，键入命令。　FLUENT 2D/3D/2ddp/3ddp。平行计算命令为：FLUENT 2D/3D/2ddp/3ddp　-t x　。x 是处理器编号。如，我们用 3 号处理器计算三维双精度问题，命令为：　FLUENT 3ddp –t3

FLUENT 命令的一般形式为：

FLUENT [version] [-help] [options]

FLUENT 求解方法的选择

1，非耦合求解
2，耦合隐式求解
3，耦合显式求解

非耦合求解方法主要用于不可压缩或压缩性不强的流体流动。耦合求解则可以用在高速可压缩流动。FLUENT 默认设置是非耦合求解，但对于高速可压流动，有强的体积力（浮力或离心力）的流动，求解问题时网格要比较密，建议采用耦合隐式求解方法，可以耦合求解能量和动量方程，能比较快地得到收敛解。缺点是需要的内存比较大（是非耦合求解迭代时间的 1.5-2 倍）。如果必须要耦合求解，但是你的机器内存不够，这时候可以考虑用耦合显式解法器求解问题。该解法器也耦合了动量，能量及组分方程，但内存却比隐式求解方法小。缺点是收敛时间比较长。

这里需要指出的是非耦合求解的一些模型在耦合求解解法器里并不都有。耦合解法器没有的模型包括：多相流模型，混合分数/PDF 燃烧模型，预混燃烧模型，污染物生成模型，相变模型，Rosseland 辐射模型，确定质量流率的周期性流动模型及周期性换热模型等。

第二章，基本物理模型

无论是可压、还是不可压流动，无论是层流还是湍流问题，FLUENT 都具有很强的模拟能力。FLUENT 提供了很多数学模型用以模拟复杂几何结构下的输运现象（如传热与化学反应）。该软件能解决比较广泛的工程实际问题，包括处理设备内部过程中的层流非牛顿流体流动，透平机械和汽车发动机过程中的湍流传热过程，锅炉炉里的粉煤燃烧过程，还有可压射流、外流气体动力学和固体火箭中的可压反应流动等。

为了能模拟工业设备和过程中的流动及相关的输运现象，FLUENT 提供了许多解决工程实际问题的选择，其中包括多空介质流动，（风扇和热交换器）的集总参量计算，流向周期流动与传热，有旋流动和动坐标系下流动问题。随精确时间滑移网格的动坐标方法可以模拟计算涡轮流动问题。FLUENT 还提供了离散相模型用以模拟喷雾过程或者稀疏颗粒流动问题。还有些两相流模型可供大家选用。

第一节，连续和动量方程

对于所有流动，FLUENT 都求解质量和动量守恒方程。对于包含传热或可压性流动，还需要增加能量守恒方程。对于有组分混合或者化学反应的流动问题则要增加组分守恒方程，当选择 pdf 模型时，需要求解混合分数及其方差的守恒方程。如果是湍流问题，还有相应的输运方程需要求解。

下面给出层流的守恒方程。

2.1.1 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=S_m \qquad 2-1$$

该方程是质量守恒的总的形式，可以适合可压和不可压流动。源项 S_m 是稀疏相增加到连续相中的质量，（如液体蒸发变成气体）或者质量源项（用户定义）。

对于二维轴对称几何条件，连续方程可以写成：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial r}(\rho v)+\frac{\rho v}{r}=S_m \qquad 2-2$$

式中，x 是轴向坐标；r 是径向坐标，u 和 v 分别是轴向和径向速度分量。

2.1.2 动量守恒方程

惯性坐标系下，i 方向的动量守恒方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial c_j}+\rho g_i+F_i \qquad 2-3$$

式中，p 是静压；τ_{ij} 是应力张量，定义为：$\tau_{ij}=\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right]-\frac{2}{3}\mu\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\delta_{ij}$ ，ρg_i，F_i 是重力体积力和其它体积力（如源于两相之间的作用），F_i 还可以包括其它模型源项或者用户自定义源项。

对于二维轴对称几何条件，轴向和轴向的动量守恒方程分别为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}(r\rho uu)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho vu)=-\frac{\partial p}{\partial x}$$
$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}\left[r\mu\left(2\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}(\nabla\cdot\vec{v})\right)\right]$$
$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+F_x \quad 2-4$$

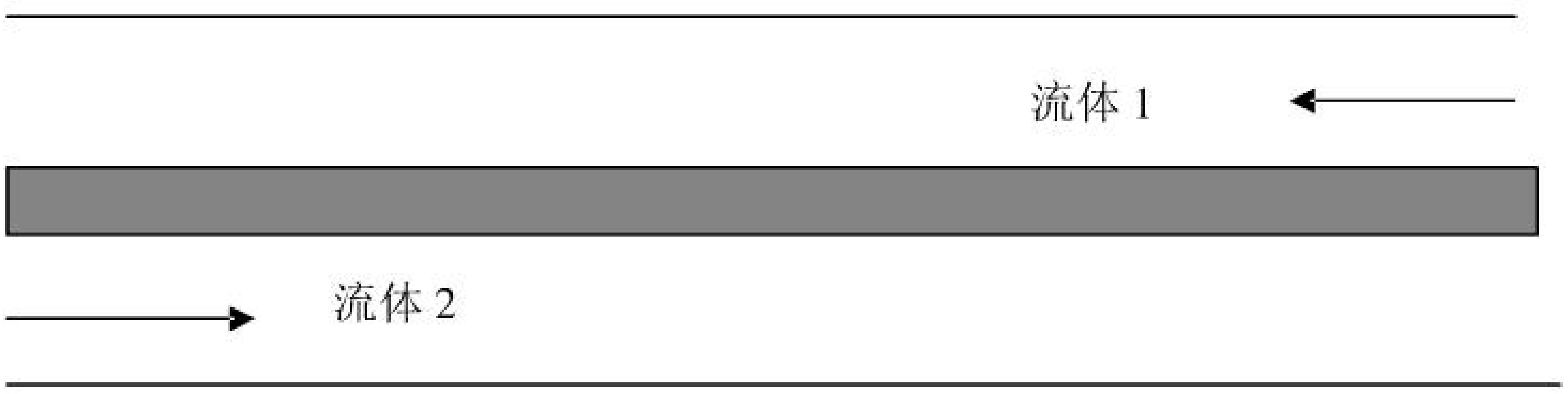
和

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}(r\rho uv)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho vv)=-\frac{\partial p}{\partial r}$$
$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}\left[r\mu\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial r}\right)\right]$$
$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu\left(2\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{2}{3}(\nabla\cdot\vec{v})\right)\right]$$
$$-2\mu\frac{v}{r^2}+\frac{2}{3}\frac{\mu}{r}(\nabla\cdot\vec{v})+\rho\frac{w^2}{r}+F_r \quad 2-5$$

w 是旋流速度。

2.1.3 能量方程

FLUENT 可以计算流体和（或者）固体区域之间的传热问题。如果是周期性换热流动，则流动边界要给定周期边界条件。如果计算模型包括两个流动区域，中间被固体或者墙壁隔开的换热问题，则要特别注意：1，两个流体都不能用流出边界条件（outflow）；2，两个区域的流动介质可以不同，但要分别定义流体性质（如果计算组分，只能给一个混合组分）。



FLUENT 求解的能量方程形式如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E)+\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\rho E+p))=\frac{\partial}{\partial x_i}(k_{eff}\frac{\partial T}{\partial x_i}-\sum_{j'}h_{j'}J_{j'}+u_j(\tau_{ij})_{eff}+S_h \qquad 2-6$$

式中，$k_{eff}=k_t+k$，为有效导热系数(湍流导热系数根据湍流模型来定义)。$J_{j'}$ 是组分 j' 的扩散通量。方程右边前三项分别为导热项，组分扩散项和粘性耗散项。S_h 是包括化学反应

热和其它体积热源的源项。其中，

$$E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u_i^2}{2} \qquad 2-7$$

对于理想气体，焓定义为：$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'}$；对于不可压缩气体，焓定义为：

$h = \sum_{j'} m_{j'} h_{j'} + \frac{p}{\rho}$。$m_{j'}$是组分 j' 的质量分数，组分 j' 的焓定义为：$h_{j'} = \int_{T_{ref}}^{T} c_{p,j'} dT$，其中

$T_{ref} = 298.15K$。

2.1.4 PDF 模型的能量方程

如果在非绝热 PDF 燃烧模型模式下，FLUENT 求解的总焓方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i H) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\frac{k_t}{c_p}\frac{\partial H}{\partial x_i}) + \tau_{ik}\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + S_h \qquad 2-8$$

假定刘易斯数为 1，方程右边第一项为组分扩散和导热项的合并项；第二项为粘性耗散，为非守恒形式。总焓 H 定义为:

$$H = \sum_{j'} m_{j'} H_{j'}$$

组分 j' 的总焓定义为：

$$H_{j'} = \int_{T_{ref,j'}}^{T} c_{p,j'} dT + h_{j'}^0(T_{ref,j'}) \qquad 2-9$$

其中 $h_{j'}^0(T_{ref,j'})$ 是组分 j' 基于参考温度 $T_{ref,j'}$ 的生成焓。

虽然能量的标准形式里包括了压力做功和动能项，但在采用 segregated solver 求解不可压问题时候都可以忽略掉。当然，如果想不忽略它们的作用，可以在 define/models/energy 中设置。对于可压缩流动问题，在用 coupled solvers 求解时总是考虑压力做功和动能项。

粘性耗散项是考虑流体中的粘性剪切作用产生的热量。如果用 segregated solver 求解，默认设置并没有考虑。如果 Brinkman 数（$Br = \frac{\mu U_e^2}{k\Delta T}$，$\Delta T$ 是系统温度差）大于 1 时，粘性加热一定不能忽略。这时候一定要设置 Viscous Heating 选项。对于可压缩流动，一般 Br>1，如果还用 segregated solver 求解，一定要考虑粘性加热。如果是 coupled solver 求解，粘性加热会自动考虑。

Fluent 求解焓方程时，组分扩散项都已经包括。用 segregated solver 求解，如果想不考虑该项，可以在组分模型面板（Species Model Panel）中关闭能量扩散项。如果采用了非绝热的 PDF 燃烧模型，方程中并不明确出现该项，应为导热和组分扩散项合并为一项了。当用 coupled solver 求解时，能量方程总会考虑该项。

2.1.5 化学反应源项

化学反应源项如下：

$$S_{h,reaction} = \sum_{j'} \left[\frac{h_{j'}^0}{M_{j'}} + \int_{T_{ref,j'}}^{T_{ref}} c_{p,j'} dT \right] R_{j'} \qquad 2-10$$

其中，$h_{j'}^0$ 是组分 j' 的生成焓；$R_{j'}$ 是组分 j' 生成的体积率。对于非绝热 PDF 燃烧模型，（2－9），生成热定义在总焓中，所以化学反应热不包含在源项中。

2.1.6 固体区域的能量方程

在固体区域，FLUENT 采用的能量方程为如下形式：

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho h + \frac{\partial}{\partial x_i}(u_i \rho h) = \frac{\partial}{\partial x_i}(k\frac{\partial T}{\partial x_i}) + q''' \qquad 2-11$$

式中，ρ 是密度；h 是显焓；k 是导热系数；T 是温度；q''' 体积热源。方程左边第二项表示由于固体旋转或者平移运动热传输。方程右边两相分别为固体导热和体积热源。

2.1.7 固体内部导热各向异性的影响

当用 segregated solver 求解时，FLUENT 允许你指定材料的各向导热系数。固体导热各向异性方程形式如下：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(k_{ij}\frac{\partial T}{\partial x_i})$$

其中，k_{ij} 是导热系数矩阵。

2.1.8 进口热扩散

进口的净能量输运包括对流和扩散两部分。指定进口温度就可以确定对流部分，但扩散项取决于计算出来的温度场梯度。因此我们不能给定扩散分量或者净能量输运。但在一些问题中，我们更希望能给定净能量输运，而不是给定进口温度。如果用 segregated solver 求解时，可以在 dfine/models/energy 中去掉进口能量扩散，从而达到给定净进口能量输运。但是我们用 coupled solver 时，不能去掉能量扩散部分。

第二节，计算传热过程中用户输入

如果用 FLUENT 计算有传热的问题时候，必须击活相关模型和提供热边界条件，并且给出材料物性。这一系列过程如下：

1，击活能量面板。Define-Models-Energy

2，(对于 segregated solver)如果模拟粘性流动过程，而且要考虑粘性加热，击活 Viscous Heating；Define-Models-Viscous Heating

3， 定义热边界条件（包括流体进口，出口和壁面）Define-Boundary Conditions。在流动进口和出口要给定温度，但壁面可以有如下边界条件选择：

（1） 指定热流量

（2） 指定温度

（3） 对流换热

（4） 外部辐射

（5） 对流换热＋辐射换热

4， 定义材料热物性。Define-Materials. 比热和导热系数都要给出，并且可以用温度函数的形式给出。

2.2.1 温度限制

为了计算的稳定性，FLUENT 对计算出来的温度给了范围限制。给定温度限制，一方面是为了计算稳定的需要，同时，真实温度也有其相应的范围。由于给定材料物性不好，或者其它原因，计算出的中间超过了物理应该达到的温度。FLUENT 中，给定的最高温度5000K，最小温度 1K，如果计算过程中的温度超过这个范围，那么就在这最高温度或最低温度值处锁定。如果你觉得这个限制不合理，你可以自己调节。Solve-control-limits

2.2.2 传热问题求解过程

对于一些简单的传热过程 FLUENT 的默认设置可以成功进行模拟，但如果要加快你的问题的收敛速度或者提高计算过程的稳定性，下面的一些过程就比较重要了。

2.2.3 松弛因子确定

如果用 segregated solver 求解能量方程，在 solve-controls-solution 处定义松弛因子。如果你采用非绝热 PDF 模型，也必须和通常一样设置包括温度项在内地松弛因子。在求解温度和焓时候，FLUENT 默认设置能量方程松弛因子为 1。在一些问题里，能量场影响流动场（物性随温度变化，或者有浮力），这时候松弛因子要小些，比如在 0.8 到 1 之间。如果流动场和温度场不是耦合的（没有随温度变化的热物性或者浮力影响），松弛因子就可以采用 1。

如果我们求解的是焓方程（非绝热 PDF 燃烧模型），温度需要设置松弛因子。焓的变化中不是所有的都用来计算温度的变化。这对于一些问题，你需要流动场焓变化快，而温度不能变化太快（影响流体热物性太快）的解决很有好处。

2.2.4 组分扩散项

如果用 segregated solver 求解组分输运方程，如果考虑组分扩散，计算收敛会比较困难。为了提高收敛性，可以在 define-models-species 处取消对组分扩散的考虑。这时候组分扩散对能量的影响就被忽略了。如果我们选择 coupled solver 求解，那么组分扩散一定是存在的。

2.2.5 耦合和非耦合流动场与温度场计算

如果流动和传热不是耦合的（没有温度变化的热物性或者浮力影响），那么我们可以先求解绝热流动场，然后加进能量方程。这时候可以暂时先关闭动量或者能量方程中的一个，

先求解另外的一个。Solve-controls-solution. 如果流动和温度场是耦合的，你可以先求解流动方程，收敛后再击活能量方程，一起求解。需要注意的是，Coupled solver 总是同时求解流动与能量方程。

2.2.6 传热计算结果输出

FLUENT 提供了几种传热结果的输出形式。可以以图形的形式输出，也可以用下列参数或者函数形式输出。可以输出的参数包括：静温、总温、静焓、相对总温、壁面温度（内或外表面）、总焓、总焓方差、熵、总能量、内能、表面热流量、表面换热系数、表面 Nusselt 数和表面 stanton 数。定义焓或者能量输出的参数跟求解的是可压或不可压问题有关。

可以通过 Report-Fluxes 给出控制体的每个边界或者通过壁面的总的换热量。必须注意，要检测一下是否能量平衡，这可以检查是否求解已经收敛。

也可以通过 Report-surface Integrals-Enthalpy 给出某个边界或壁面的总的换热量。焓流率定义为 $Q = \int \rho H \vec{V} \cdot d\vec{A}$。 2－12

Report-Surface integrals-surface Heat transfer Codf. (wall heat flux)可以给出某个表面的平均换热系数($h = \frac{\int hdA}{A}$). 2－13

第三节，浮力驱动的流动和自然对流

对于混合对流问题，我们定义一个浮力参数为 $\Omega = \frac{Gr}{\mathrm{Re}^2} = \frac{\Delta\rho g h}{\rho v^2}$，当 Ω 接近或者超过 1 时，浮力对流动有很强的作用。相反，如果 Ω 很小，浮力的作用将可以忽略。而纯粹自然对流问题中，浮力诱发流动强弱我们用另外一个参数来衡量，即 Rayleigh 数。定义为：

$$Ra = g\beta\Delta T L^3 \rho / \mu\alpha \qquad 2-14$$

其中，$\beta = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial T}$ 为热膨胀系数；$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$ 热扩散系数。如果 $Ra < 10^8$，自然对流处于层流状态，在 $10^8 < Ra < 10^{10}$ 为层流到湍流的过渡区域。

2.3.1 Boussinesq 模型

对于许多的自然对流问题，采用 Boussinesq 模型比定义密度是温度的函数有更好的收敛性。该模型在所有求解方程中，认为密度是常数。但是，在动量方程中的浮力项中，密度才随温度变化。$(\rho - \rho_0)g \cong -\rho_0\beta(T - T_0)g$，因而用 $\rho = \rho_0(1 - \beta\Delta T)$ 计算浮力项。这样的近似对密度变化很小的流动问题有较好计算结果。

该模型对封闭区域里的自然对流问题适合，如果模拟温度变化很小的流动场也同样适用。但是，如果计算组分，燃烧或者有化学反应的问题时，该方法不适合。

2.3.2 浮力驱动流计算的用户输入

在计算混合对流和自然对流问题时，需要输入如下参数：

1，求解能量方程；define-models-Energy

2，击活重量选项面板 define-operating conditions；在笛卡儿坐标系的每个方向上设置重力加速度。默认的值是零。

3，如果采用不可压理想气体法则，注意检查 define-operating conditions 中的压力设置到一个合适值（非零）。

4，取决于你是否采用了 Boussinesq 模型，还有以下参数需要合适确定：

（1） 如果不用 Boussinesq 模型，则要给定合适的密度；或者在 define-materials 里给出密度与温度的函数关系。

（2） 如果采用了 Boussinesq 模型，给出参考温度（方程中的 T_0），在 define-materials 里给定热膨胀系数。

（3） 如果计算问题包含多个流体物质，可以为单个物质考虑是否选用 Boussinesq 近似。

5，在压力进口与出口边界条件下，应该输入的压力为等效压力 $p_s' = \rho_0 gx + p_s$，条件是进口和出口没有外部压力梯度。Define-boundary conditions

6，solve-controls-solution，压力离散化方法选择。如果你采用的是四边形或六面体网格，并且 Segregated solver 求解，建议选择 PRESTO 离散方法。

2.3.3 流体参考密度

如果不用 Boussinesq 近似假设，流体在动量方程中体积力项中出现参考密度 ρ_0，其形式为：$(\rho - \rho_0)g$，根据 FLUENT 定义的压力 $p_s' = p_s + \rho_0 gx$，根据流体静力学平衡，我们有：

$$\frac{\partial p_s}{\partial x} = \rho g \qquad 2-15$$

上式可以变成：

$$\frac{\partial p_s'}{\partial x} = (\rho - \rho_0)g \qquad 2-16$$

所以，定义流体参考密度是十分重要的。

FLUENT 默认设置中，计算所有网格的平均密度为参考密度。在一些计算问题里，也许你给出一个参考密度要比自动计算一个参考密度要好。例如，你计算的是自然对流问题，而且有个压力边界条件，了解上面方程中 p_s' 的定义是十分重要的。虽然你知道确切的 p_s，但你还需要知道参考密度 ρ_0，而根据 p_s 的值来计算 p_s'。因此，你必须明确给出参考密度，而不能等计算机自动计算。而有时候给定参考密度虽然对最后结果没有太多影响，但对收敛速度有明显作用。这时候通常用体平均密度作为参考密度。这里需要指出的是，如果你采用

的是 Boussinesq 近似方法，不需要用参考密度，因此不需要特别给出。

对于高 Reynolds 数流动问题的求解，需要注意以下一些问题。需要指出的是对一些层流问题而言，高 Reynolds 数流动有可能没有稳态解存在。

当求解高 Reynolds 数（$\mathrm{Re} > 10^8$）流动问题时，根据下列步骤将能得到最好结果。

第一步是求稳态近似结果

1，选用 First-order scheme，在小 Reynolds 数下求得稳态解。（可以通过变化重力加速度的方法减少 Re 数（比如从 9.8 降低到 0.098，Re 数就降低了两个数量级）

2，用小 Re 数的收敛解为初始值，求解高 Ra 数下的解。

3，得到收敛解后，可以换 higher-order scheme 继续求解。

第二步是求与时间相关的稳定解

1，用前面的稳态解为初始条件，在相同或略小 Ra 数下求解。

2，估计时间常数 $\tau = \frac{L}{U} \sim \frac{L^2}{\alpha}(\Pr Ra)^{-1/2} = \frac{L}{\sqrt{g\beta\Delta TL}}$。其中，L 和 U 是长度和速度尺度，采用的时间步长为：$\Delta t \approx \tau/4$，如果时间步长比 Δt 大，有可能不收敛。

3，求解过程中会有频率为 $f\tau = 0.05 \sim 0.09$ 振荡，衰减后就达到稳态解。τ 是上面的求出的时间常数，f 是振荡频率（Hz）。通常需要超过 5000 步才能得到稳定解。

需要进一步指出的是除非我们采用了 Boussinesq 近似，上面方法不能用于封闭区域的流动问题，只能用于有进口和出口的流动问题。

2.3.4 周期性流动与换热

如果我们计算的**流动或者热场有周期性重复**，或者**几何边界条件周期性重复**，就形成了周期性流动。FLUENT 可以模拟两类周期性流动问题。第一，无压降的周期性平板问题（**循环边界**）；第二，有压降的周期性边界导致的完全发展或周期性流向流动问题（**周期性边界**）。

流向周期性流动模拟的条件：

1，流动是不可压的

2，几何形状必须是周期性平移

3，如果用 coupled solver 求解，则只能给定压力阶跃；如果是 Segregated solver，可以给定质量流率或者压力阶跃。

4，周期性流动中不能考虑进口和出口有质量差，也不考虑过程中的额外源项或者稀疏相源项。

5，只能计算进口出口没有质量流率变化的组分问题。但不能考虑化学反应。

6，不能计算稀疏相或者多相流动问题。

如果在这过程中计算有换热问题，则还必须满足以下条件：

1，必须用 segregated solver 求解

2，热边界条件必须是给定热流率或者给定壁面温度。对于一个具体的问题，热边界条件只能选择一个，而不能是多热边界条件问题。对于给定温度热边界条件，所有壁面的温度

必须相同（不能有变化）。对于给定热流率边界条件，不同壁可以用不同值或曲线来模拟。

3，对于有固体区域的问题，固体区域不能跨越周期性平板。

4，热力学和输运特性（热容，热导系数，粘性系数，密度等）不能是温度的函数（所以不能模拟有化学反应流动问题）。但输运特性（有效导热系数，有效粘性系数）可以随空间有周期性变化，因此可以对有周期性湍流输运特性不同的流动问题有模拟能力。

2.3.5 计算流向周期性流动问题的步骤：

通常，可以先计算周期性流动到收敛，这时候不考虑温度场。下一步，冻结速度场而计算温度场。步骤如下：

1，建立周期性边界条件网格

2，输入热力学和分子输运特性参数

3，指定周期性压力梯度或者确定通过周期性边界的质量流量

4，计算周期性流动场。求解连续，动量（湍流量）方程。

5，指定热边界条件（等温或者给定热流密度）

6，给定进口体平均温度

7，求解能量方程（其它方程不求解，只求解能量方程），得到周期性温度场。

2.3.5.1 流向周期性流动理论

周期性速度定义

对于位置矢量 $\vec{r}$，周期性速度定义为：

$$u(\vec{r}) = u(\vec{r}+\vec{L}) = u(\vec{r}+2\vec{L}) = \ldots \qquad 2-17$$

$$v(\vec{r}) = v(\vec{r}+\vec{L}) = v(\vec{r}+2\vec{L}) = \ldots \qquad 2-18$$

$$w(\vec{r}) = w(\vec{r}+\vec{L}) = w(\vec{r}+2\vec{L}) = \ldots \qquad 2-19$$

其中，$\vec{L}$ 是计算区域内周期性长度矢量。

2.3.5.2 周期性流向周期压力

上面方程中压力不是周期性的，而压力降是周期性的。即：

$$\Delta p = p(\vec{r}) - p(\vec{r}+\vec{L}) = p(\vec{r}+\vec{L}) - p(\vec{r}-2\vec{L}) = \ldots \qquad 2-20$$

如果选择 coupled solver，压降 Δp 是常数；但对 Segregated solver 方法求解，计算区域内的压力梯度可以分解为两部分：梯度的周期性分量，$\Delta\tilde{p}(\vec{r})$，梯度的线性变化量，$\beta\frac{\vec{L}}{|\vec{L}|}$。

即：

$$\Delta p(\vec{r}) = \beta\frac{\vec{L}}{|\vec{L}|} + \Delta\tilde{p}(\vec{r}) \qquad 2-21$$

周期性压力（$\tilde{p}(\vec{r})$）是但压力减去线性变化压力得到的值。压力的线性变化分量 $\beta|\vec{r}|$ 是

导致一个力作用于流体的动量方程。由于 β 并不能事先知道，只有通过在给定区域积分求出的流量与给定的的质量流量一致，才能确定。在压力修正的 SIMPLE, SIMPLEC 和 PISO 运算法则中都出现 β ，根据计算得到的质量流量与实际流量之差得到。

2.3.5.3 用 Segregaed solver 求解流向周期性流动的用户设置

要计算给定质量流量或压降的空间周期性流动问题，首先要建立计算网格。网格要求有平移周期性边界条件。在 define-periodic conditions 面板上第一如下参数：

1， 决定是给定质量流量还是压力梯度。（Specify mass flow, Specify pressure Gradient ）
2， 给出质量流量或压力梯度。如果你选择了给定质量流量，你也可以给出压力梯度（假定值），但不是必须的。如果给定值合理，可以加速流动场收敛速度。对计算结果也没有影响。对于轴对称问题，质量流量是 2π 弧度的质量流量。
3， 通过定义流向的 X，Y，Z 点来（或者二维时候的 X，Y）定义流动方向。流动方向是从初始点到指定点的方向上，该方向必须和周期性平移边界平行。
4， 如果确定了质量流量，FLUENT 需要计算出压力梯度 β 。可以通过改变 Relaxation Factor 和 Number of Iterations（压力修正方程迭代次数）或者给出估计的 β 用以控制计算过程，这些都在 define-periodicty conditions 面板上做。

用 Coupled solver 方法求解周期性流动场

网格处理和前面类似，参数设置方面，需要：

1， define-boundary condition
2， 给定周期性压降

2.3.6 对周期性流动问题计算过程的监视

如果是给定质量流量问题，可以在计算过程中观察压力降 β （Statistic Monitors panel ）

2.3.7 给定温度边界条件下的周期性传热计算

要计算周期性流动中的传热问题，必须选用 Segregated solver 方法。对于给定壁面温度条件，现在我们假设壁面温度是常数，则温度为：[L119]

$$\theta = \frac{T(\vec{r}) - T_{wall}}{T_{bulk,inlet} - T_{wall}} \qquad 2-22$$

进口体温定义为：$T_{bulk,inlet} = \frac{\int_A T\left|\rho\vec{V}\cdot d\vec{A}\right|}{\int_A\left|\rho\vec{V}\cdot d\vec{A}\right|}$，积分在周期性边界的进口上（A）， 这里的

θ 在计算区域的 L 长度上满足周期性变化条件。

2.3.8 壁面温度确定周期性传热设置

1， 求解能量方程（define-models-Energy ）
2， 给出壁面温度。所有固体边界的温度相同，所有边界（除了周期性边界）必须用该温度的壁面封闭。Define-boundary conditions
3， 定义固体区域和固体温度。固体区域内不能有热源。Define-boundary conditions
4， 设定流体物性（密度，热容，粘性系数，导热系数等），但不能随温度变化。Define-Materials
5， 给定周期性进口上游的进口体平均温度（不能和壁面温度相同）define-periodic conditions

有了以上设置后就可以迭代求解了。最好的方法是先求解流场，等流场收敛后，再冻结流场只求解温度场。再给定处温度场时，温度值在壁温与进口体平均温度之间。

可以通过监视进出口平均体温度之比 $\theta = \dfrac{T_{wall} - T_{bulk,inlet}}{T_{wall} - T_{bulk,exit}}$ 。Define-statistic monitors-per/bulk-temp-ratio

第四节，有旋与旋转流动问题

有旋流动在一些燃烧器里用以增加流体滞驻时间和驻涡，从而稳定燃烧。旋转流动在透平机等实际过程中也应用广泛。有旋与旋转流动问题可以分为一下 5 类：1，轴对称有旋或旋转流动；2，完全三维有旋或旋转流动；3，一个坐标系旋转的流动；4，多坐标系旋转流动；5，流动需要滑移网格。

1， 轴对称有旋或旋转流动

流动没有周向梯度（但可以有周向速度）。周向动量方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}(r\rho uw) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho vw) = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}\left[r\mu\frac{\partial w}{\partial x}\right] + \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^3\mu\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{w}{r}\right)\right] - \rho\frac{vw}{r} \qquad 2-23$$

其中，x 和 r 分别是轴向和径向坐标；u, v, w 分别是轴向，径向和周向速度分量。

2， 三维有旋流动

如果几何形状发生变化或者周向有流动梯度，则需要用三维模拟。对于三位问题，和解二维问题类似，没有特别的输入或者求解步骤。但是，定义速度进口条件时候需要用柱坐标系，**并且，需要在求解时渐渐增加旋转速度**。

3， 有旋转坐标系的流动

如果有旋转边界（螺旋桨等）必须用旋转坐标系来求解该类问题。如果有多个旋转边界，还需要多个旋转坐标系来求解。

2.4.1 有旋或旋转流动的物理概念

对于有旋流动，轴向动量（ rw 或 $r^2\Omega$ ）往往会导致自由涡流动。周向速度 w 随半径增加而增加，在粘性力起主导作用的 r ≈ 0 的区域，周向速度近似为零。龙卷风就是一个很好的例子。

对于自由涡流动，流体周向运动的离心力与径向压力梯度相等：

$$\frac{\partial p}{\partial r}=\frac{\rho w^2}{r}$$

壁面旋转驱动的流动中，w/r 或 Ω 是常数

有旋流动的湍流模拟

许多流动明显具有旋流（龙卷风，旋转射流等），必须考虑选用 FLUENT 提供的比较高级的模型，如 RNG k-ε 模型、可实现 k-ε 模型或者雷诺应力模型。具体选择哪个模型，取决于流动的旋流强度（旋流数）。**旋流数定义为轴向与周向动量比：**

$$S=\frac{\int rw\vec{v}\cdot d\vec{A}}{\bar{R}\int u\vec{v}\cdot d\vec{A}} \qquad 2-24$$

$\bar{R}$ 是水力学半径。

对于弱旋和中等旋度流动问题（S<0.5），RNG k-ε 模型、可实现 k-ε 模型都比标准 k-ε 模型更具有较好模拟结果。对于高旋流数流动（S >0.5），必须选用雷诺应力模型。只有雷诺应力模型才能模拟该流动中的强的各向异性影响。

有旋流动问题的**第二关键问的是边界条件问题**。因为场的模拟好坏，主要取决于采用的模型，而壁面也参与了涡旋（涡量）的产生（由于压力梯度产生的二次流或涡流），**采用非平衡壁面函数可以得到比较好的模拟结果，**因为该壁面法则的平均流动速度对压力梯度敏感。

2.4.2 有旋与旋转流动问题的网格设置

坐标系限制：对于轴对称问题，旋转轴必须是 x 轴，网格必须在 y=0 线以上。

除了上面的注意事项，对于有旋和旋转问题，网格划分还必须保证问题求解有足够分别率。特别是旋转流动中，边界层很薄，FLUENT 需要在靠近旋转边界的地方网格比较细。除此之外，对于有旋流动问题，周向速度梯度比较陡（近中心线区域为典型的自由涡流动），因此要保证有很好的求解效果，网格要求比较密。

2.4.3 轴对称有旋流动设置

1， 求解周向动量。Define-models-solver-Axisymmetric swirl

2， 给出进口或者壁面的旋转或者有旋速度分量，$r\Omega$；define-boundary conditions (对于旋转轴，选用 axis boundary 边界条件)。

求解有旋或者旋转问题时的困难在于动量方程之间的耦合。如果是旋转很强的流动，会导致比较大的径向压力梯度，并驱动流体在轴向和径向的流动；动量之间的强耦合作用会导致求解过程中的不稳定性。如果要得到一个好的收敛解，需要有一定技巧。求解步骤为：

1， （segregated solver only）**如果用的是四边形和六面体网格，选用 PRESTO 模型**（solution controls panel ）

2, 为了求解大压力梯度和轴向速度梯度，网格必须足够精细。

3, （segregated solver only）改变松弛因子。径向和轴向速度为 0.3-0.5，周向速度为 0.8-1。

4， （segregated solver only）一步一步求解

（1） 如果包含 inflow/outflow 的问题，那么先求解无旋流动。即用 Axisymmetric，而不选用 Axisymmetric swirl option。并且不设置任何有旋边界条件。计算的结果作为有旋流动的初始值。

（2） 击活 Axisymmetric Swirl option，设置有旋和旋转边界条件

（3） 只求解周向速度动量方程。让旋转的边界条件扩散到整个流场。如果是求解的湍流场，这适合湍流方程也应该同时求解。

（4） 关闭（冻结）求解周向动量方程，再求解连续和其它动量方程。如果是求解的湍流场，湍流量方程也同时求解。

（5） 松弛因子给定合适的值，同时求解所有方程。

除了上面描述的以为，如果求解的是有换热问题，可以先求解绝热流动场。如果求解的是湍流问题，也可以先计算层流，然后假如湍流模型继续计算。该方法对 segregated or coulpled 求解都适合。

5，如果可能的话，先用小的旋转速度或者进口旋流速度进行计算。然后再增加到要计算的值。

（1） 再进口旋转速度或者旋转边界条件上给小的旋转速度，例如给需要计算值的 10％。

（2） 在上面给定的条件下求解（可以用上面一步一步的求解方法）

（3） 存储上面的初步结果。

（4） 更改初始和边界条件，增加旋转速度（也许是第一次的 2 倍）。

（5） 用上面的计算结果做初始值，开始新一轮计算。

（6） 进一步增加旋流速度，重复上面过程 4－5，直到需要计算的旋流速度值。

第五节，可压流动

当气流速度很大，或者流场压力变化很大时，流体就收到了压速性的影响。

马赫数定义为：$M = u / c$，这里，c 是气体的音速，为：$c = \sqrt{\gamma RT}$，$\gamma = c_p / c_v$ 比热比。

当马赫数小于 1 时，流动为亚音速流动；当马赫数远远小于 1（如 M<0.1）时，流体的可压速性及压力脉动对密度变化影响都可以忽略。当马赫数接近 1 时候（跨音速），可压速性影响就显得十分重要了。如果马赫数大于 1，流体就变为超音速流动。FLUENT 对于亚音速，跨音速以及超音速等可压流动都有模拟能力。

2.5.1 可压速流动的基本概念

描述可压速流动我们都离不开两个参数，总压 p_0 和总温 T_0。对于理想气体，它们与静压与静温之间的关系为：

$$\frac{p_0}{p_s} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \qquad 2-25$$

$$\frac{T_0}{T_s} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \qquad 2-26$$

上述关系成立的条件是等熵过程。

2.5.2 可压速流动的基本方程

FLUENT 提供的标准连续和动量方程就可以描述可压速流动问题，除了下面会介绍的可压速流动处理以外，不需要其它特别的物理模型。需要指出的是，求解可压速问题，一定要求解能量方程。如果用 segregated solver 求解，一定要考虑粘性耗散项（粘性加热）。

对于可压速流动，理想气体方程为：

$$\rho = (p_{op} + p) / RT_s \qquad 2-27$$

这里，p_{op} 是运行条件里确定的运行压力，p 是当地静压，R 是通用气体常数，根据输入的气体分子量计算；T_s 用能量方程求得。

2.5.3 可压速流动模拟的参数输入：

1，设定运行压力 p_{op}。Define-operating conditions

2，求解能量方程

3，（Segregated solver only ）如果模拟的是湍流流动问题，考虑粘性耗散。Define- models-viscous. (耦合求解，不需要，因为耦合求解自动考虑粘性耗散)

4，材料面板设置。Define-materials

(1) 选择理想气体

(2) 定义物性（比如，分子量，导热系数等）

5，设定边界条件。

（1） Flow inlets

(a)压力进口：进口总温，总压；对于超音速流动，静压

（b）质量进口：进口质量流率和总温

（2） Flow exits

压力出口：出口静压（如果出口是超音速，可以忽略）

需要特别指出的是，输入的边界条件中，无论是静压还是总压，都必须是表压（与前面给定的 p_{op} 的差）。进口温度给定必须是总温（滞止温度），不是静温。

2.5.4 可压速流动求解注意事项

求解可压速问题的困难在于流体速度，密度，压力和能量的高度耦合。这样的耦合会导致求解过程中的不稳定性。因此要得到收敛解必须采取一定的手段。另外，超音速流动的激波也会导致求解的不稳定性。下面介绍较好求解步骤：

1，（Segregated solver only ）速度的松弛因子调低（0.2-0.3）

2，（Segregated solver only ）压力松弛因子用 0.1，采用 SIMPLE 算法。（可压速流动不能采用 SIMPLEC 或者 PISO）

3， 对压力温度设置合适的限制条件。Solution limits。特别注意的是给定的压力和温度

初始值要合理，如果给定的限制条件得到的收敛结果不好，可以更改继续计算，直至取得满意结果。

4， 有时候可以考虑用无粘收敛结果做初始场有好的收敛效果。

第六节，无粘流动

无粘流动是忽略了流体粘性作用，特别在大雷诺数流动中，惯性力起主导作用。在高速气体动力学里有比较多的应用。在这类流动中，压力作用在固体上的力比粘性力大很多，我们可以做无粘分析，快速得到作用在物体上的主要力的大小。然后，我们也可以假如粘性（包括湍流粘性）来评估对物体阻力或升力的影响。

另外一方面，也许我们求解的问题力粘性力不能忽略，但我们也可以先做无粘分析，用无粘结果作为有粘计算的初始值，这一方法，特别对一些复杂的流动，往往有好的收敛效果。

2.6.1 方程描述

无粘流动，我们求解的是 Euler 方程。连续方程与层流连续方程相同，而动量与能量方程由于没有考虑分子扩散而得到了简化。

连续方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i)=S_m \qquad 2-28$$

该方程是通用形式，对可压与不可压问题都适合。源项是稀疏相对连续相的贡献，也可以是用户自定义源项。

对于二维轴对称问题，连续方程可以写成：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial r}(\rho v)+\frac{\rho v}{r}=S_m \qquad 2-29$$

动量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\rho g_i+F_i \qquad 2-30$$

对于二维轴对称流动，上面方程可以写成：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}(r\rho uu)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho vu)=-\frac{\partial p}{\partial x}+F_x \qquad 2-31$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial x}(r\rho uv)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho vv)=-\frac{\partial p}{\partial r}+F_r \qquad 2-32$$

能量守恒方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E)+\frac{\partial}{\partial x_i}(u_i(\rho E+p))=-\frac{\partial}{\partial x_i}\sum_{j'}h_{j'}J_{j'}+S_h \qquad 2-33$$

2.6.2 求解无粘流动设置：

1， 设置无粘模型。Define-models-viscous

2，设置边界条件和流体物性 define-boundary condition /Materials

3，求解，检查结果

由于无粘问题往往是伴随高速流动，需要给出小的动量方程松弛因子。

有时间相关项的问题数值模拟

FLUENT 可以解决的非定常问题包括：1，涡旋脱落等其它周期性现象；2，压缩填充与抽空问题；3，瞬时热导问题；4，瞬时化学混合与反应等。

求解时间相关项对一些定常问题求解时的收敛稳定性有时候有帮助，比如，求解 Ra 数比（层流向湍流过渡区域）较大的自然对流问题。对于一些问题，计算时间相关方程，是可以得到定常解的。

时间项离散

在 FLUENT 中，与时间相关项必须在时间和空间上离散。在空间的离散过程与求解稳态问题一样。

变量 ϕ 随时间变化的过程通常可以写成如下形式：

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}=F(\phi) \qquad 2-34$$

其中，F 是包含空间离散的函数。如果时间导数项用向后差分，则一阶精度形式为：

$$\frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t}=F(\phi) \qquad 2-35$$

而二阶精度的离散形式为：

$$\frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n-1}}{2\Delta t}=F(\phi) \qquad 2-36$$

时间项确定后，下面就该确定 $F(\phi)$ 了。

一阶精度的隐式格式：$\frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t}=F(\phi^{n+1})$ 2－37

二阶精度的隐式格式：$\frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n-1}}{2\Delta t}=F(\phi^{n+1})$ 2－38

隐式格式的好处是对时间步无条件稳定。

一阶精度的显式格式：$\frac{\phi^{n+1}-\phi^{n}}{\Delta t}=F(\phi^{n})$ 2－39

二阶精度的显式格式：$\frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n-1}}{2\Delta t}=F(\phi^{n})$ 2－40

显式格式的时间步选择选择比较关键。显式格式都用来捕捉移动波，该格式比较精确，而且节约计算时间。但是下列情况不能用显式格式：1，不能用于 segregated or coupled implicit

solver.而只能用于 coupled explicit solver .2，不能用于不可压速流动。不可压速流动必须在每个时间步长里积分收敛。

2.6.3 求解非定常问题的步骤

1， 击活求解非定常问题面板：define-models-solver。**一阶精度的隐式格式对很多问题都适合。显式格式只能用于 coupled explicit solver，用于捕捉移动波。**

2， 定义相关的模型和边界条件。自定义函数边界条件可以是跟时间相关。

3， 如果用 segregated solver，则选用 PISO 来处理压力速度耦合。Solve-controls-solution

4， 监视计算结果。Solve-monitors-Statistic

5， 设置初始条件。Solve-initialize-initizlize. 也可以读入稳态计算结果做初始值。File-read-data

6， 存贮中间结果。File-write-autosave。指定文件名字和存贮频率。

7， 设定时间相关项处理方法

（1） 如果采用一阶或者二阶隐式，需要设置如下参数：

A， 每个时间步最多积分次数。

B，时间步长 Δt 。虽然隐式格式对时间步长没有太多限制，但是对于我们模拟的一些瞬态问题，还应该把这个时间步定义为流动最小时间常数小一个数量级。**最好的选择时间步的方法是看需要多少积分步才能收敛**。理想的积分步是每个时间步长上为 10－20 次。如果需要迭代的次数很多，证明时间步太大了，需要调小点。如果迭代一两次就收敛了，证明时间步长可以调大点。对于周期下性的流动问题，时间步可以根据周期来确定。比如，一个周期可以分成 20 个积分步长。

（2） 如果选择显式非稳定形式，则：

A， 定义求解变量 solve-controls-solution (必须没有多重网格，没有残差光滑，而且必须 courant number of 1。

B，选择积分次数，求解。

8， 存储结果，以便处理和进一步计算。File-write-data

第七节，用户自定义标量输运模型

Fluent 可以在求解质量组分分数输运方程的同时，还可以求解用户自定义的任意标量输运方程。这样，我们可以求解磁流体动力学问题（MHD）。在这个过程中，流动的导电流体产生的磁场可以当做用户自定义标量来求解。流体产生的磁场又会对流体产生阻尼作用，这可以用用户自定义源项来处理。

对于任意的标量，ϕ_k，根据计算对流通量的不同方法，FLUENT 提供了三个选择。

1， 如果对流通量不需要求解，求解的方程为：

$$-\frac{\partial}{\partial x_i}(\Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i}) = S_{\phi_k} \qquad k=1, 2, \ldots\ldots N \qquad 2-41$$

其中，Γ_k 是扩散系数，S_{ϕ_k} 是第 N 个标量的源项。

2， 如果对流通量需要计算，则求解的方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \phi_k - \Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i}) = S_{\phi_k} \text{ , } k=1, 2, \ldots\ldots N \qquad 2-42$$

3， 如果用户用自定义函数来确定对流通量，则方程为：

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(F_i \phi_k - \Gamma_k \frac{\partial \phi_k}{\partial x_i}) = S_{\phi_k} \text{ , } k=1, 2, \ldots\ldots N \qquad 2-43$$

其中，F_i 为自定义函数。

在 FLUENT 中，用户自定义标量只能在流体控制体中求解，而不能在固体控制体中求解。

用户自定义标量求解步骤

1， 指定用户自定义标量数。Define-models-user-defined scalars
2， 确定对流通量确定形式。None (不需要计算)，mass flow rate (计算对流通量)，user defined（用户定义对流通量）。只能用一个确定对流通量的方法。
3， 定义自定义函数的边界条件，进口和出口边界条件。可以给固定值，也可以给出通量。
4， 如果需要用用户自定义源项，则：define-boundary conditions,给出自定义源项设置。
5， 给定初始值，求解
6， 结果检查。主要检查该标量的值 scalar-n 和扩散系数 diffusion coef. Of scalar-n。

第三章，湍流模型

第一节，　前言

湍流流动模型很多，但大致可以归纳为以下三类：

第一类是湍流输运系数模型，是 Boussinesq 于 1877 年针对二维流动提出的，将**速度脉动的二阶关联量**表示成平均速度梯度与湍流粘性系数的乘积。即：

$$-\rho\overline{u_1'u_2'}=\mu_t\frac{\partial u_1}{\partial x_2} \qquad 3-1$$

推广到三维问题，若用笛卡儿张量表示，即有：

$$-\rho\overline{u_i'u_j'}=\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} \qquad 3-2$$

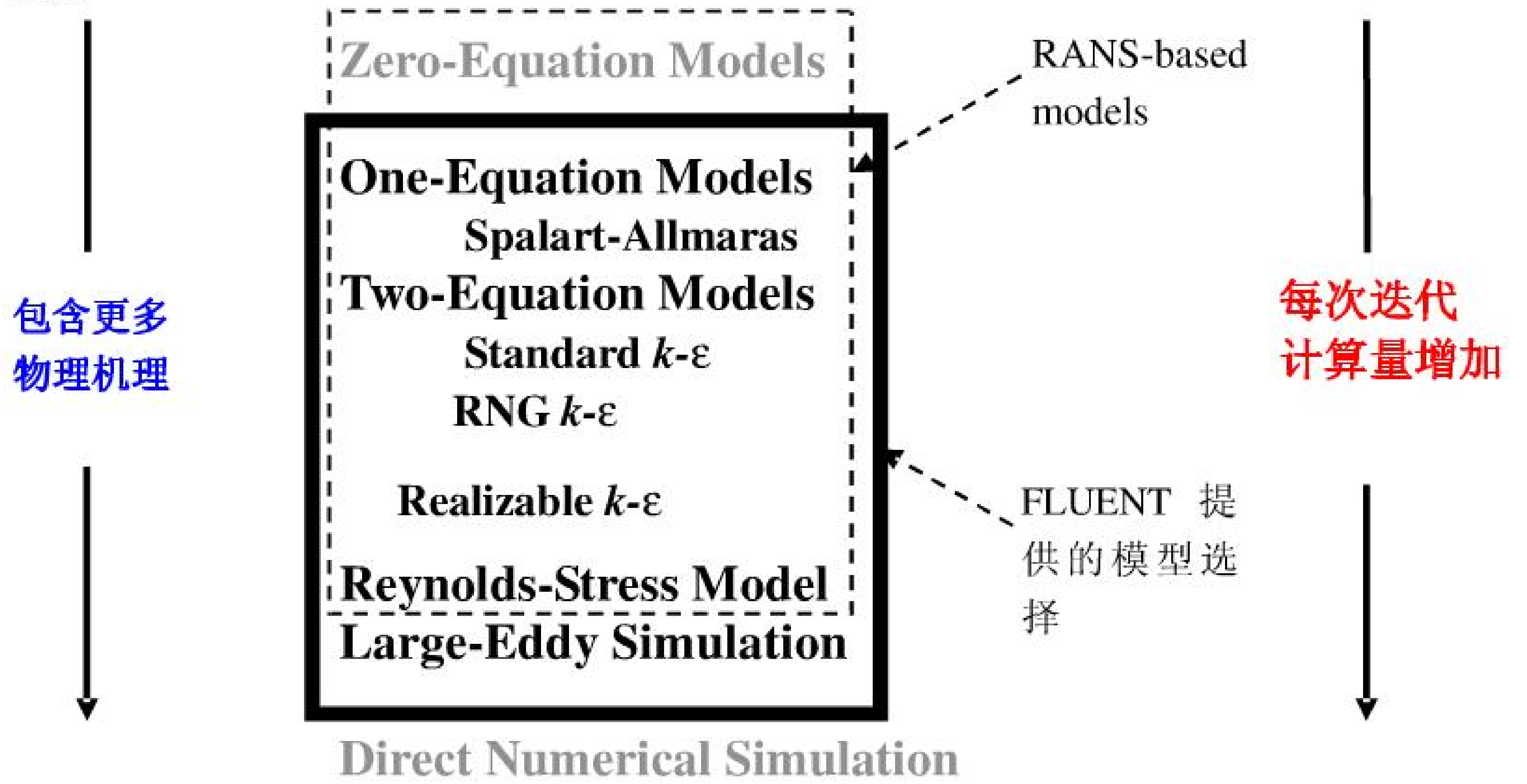
模型的任务就是给出计算湍流粘性系数 μ_t 的方法。根据建立模型所需要的微分方程的数目，可以分为零方程模型（代数方程模型），单方程模型和双方程模型。

第二类是抛弃了湍流输运系数的概念，直接建立湍流应力和其它二阶关联量的输运方程。

第三类是大涡模拟。**前两类是以湍流的统计结构为基础，对所有涡旋进行统计平均**。大涡模拟把湍流分成大尺度湍流和小尺度湍流，通过求解三维经过修正的 Navier-Stokes 方程，得到大涡旋的运动特性，而对小涡旋运动还采用上述的模型。

实际求解中，选用什么模型要根据具体问题的特点来决定。选择的一般原则是精度要高，应用简单，节省计算时间，同时也具有通用性。

FLUENT 提供的湍流模型包括：单方程（Spalart-Allmaras）模型、双方程模型（标准κ-ε模型、重整化群κ-ε模型、可实现(Realizable)κ-ε模型）及雷诺应力模型和大涡模拟。



湍流模型种类示意图

第二节，平均量输运方程

雷诺平均就是把 Navier-Stokes 方程中的瞬时变量分解成平均量和脉动量两部分。对于速度，有：

$$u_i = \overline{u_i} + u_i' \qquad 3-3$$

其中，$\overline{u_i}$ 和 u_i' 分别是平均速度和脉动速度（i=1,2,3）

类似地，对于压力等其它标量，我们也有：

$$\phi = \overline{\phi} + \phi' \qquad 3-4$$

其中，ϕ 表示标量，如压力、能量、组分浓度等。

把上面的表达式代入瞬时的连续与动量方程，并取平均（去掉平均速度 $\overline{u_i}$ 上的横线），我们可以把连续与动量方程写成如下的笛卡儿坐标系下的张量形式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \qquad 3-5$$

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_l}{\partial x_l}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(-\rho\overline{u_i'u_j'}\right) \qquad 3-6$$

上面两个方程称为雷诺平均的 Navier-Stokes（RANS）方程。他们和瞬时 Navier-Stokes 方程有相同的形式，只是速度或其它求解变量变成了时间平均量。额外多出来的项 $-\rho\overline{u_i'u_j'}$ 是雷诺应力，表示湍流的影响。如果要求解该方程，必须模拟该项以封闭方程。

如果密度是变化的流动过程如燃烧问题，我们可以用法夫雷（Favre）平均。这样才可以求解有密度变化的流动问题。法夫雷平均就是出了压力和密度本身以外，所有变量都用密度加权平均。变量的密度加权平均定义为：

$$\tilde{\Phi} = \overline{\rho\Phi} / \overline{\rho} \qquad 3-7$$

符号～表示密度加权平均；对应于密度加权平均值的脉动值用 Φ'' 表示，即有：$\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi''$。很显然，这种脉动值的简单平均值不为零，但它的密度加权平均值等于零，即：

$$\overline{\Phi''} \neq 0, \quad \overline{\rho\Phi''} = 0$$

Boussinesq 近似与雷诺应力输运模型

为了封闭方程，必须对额外项雷诺应力 $-\rho\overline{u_i'u_j'}$ 进行模拟。一个通常的方法是应用 Boussinesq 假设，认为雷诺应力与平均速度梯度成正比，即：

$$-\rho\overline{u_i'u_j'}=\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}(\rho k+\mu_t\frac{\partial u_i}{\partial x_i})\delta_{ij} \qquad 3-8$$

Boussinesq 假设被用于 Spalart-Allmaras 单方程模型和 $k-\varepsilon$ 双方程模型。Boussinesq 近似的好处是与求解湍流粘性系数有关的计算时间比较少，例如在 Spalart-Allmaras 单方程模型中，只多求解一个表示湍流粘性的输运方程；在 $k-\varepsilon$ 双方程模型中，只需多求解湍动能 k 和耗散率 ε 两个方程，湍流粘性系数用湍动能 k 和耗散率 ε 的函数。Boussinesq 假设的缺点是认为湍流粘性系数 μ_t 是各向同性标量，对一些复杂流动该条件并不是严格成立，所以具有其应用限制性。

另外的方法是求解雷诺应力各分量的输运方程。这也需要额外再求解一个标量方程，通常是耗散率 ε 方程。这就意味着对于二维湍流流动问题，需要多求解 4 个输运方程，而三维湍流问题需要多求解 7 个方程，需要比较多的计算时间，对计算机内存也有更高要求。

在许多问题中，Boussinesq 近似方法可以得到比较好的结果，并不一定需要花费很多时间来求解雷诺应力各分量的输运方程。但是，如果湍流场各向异性很明显，如强旋流动以及应力驱动的二次流等流动中，求解雷诺应力分量输运方程无疑可以得到更好的结果。

第三节， 湍流模型

3.3.1 单方程（Spalart-Allmaras）模型

Spalart-Allmaras 模型的求解变量是$\tilde{\nu}$，表征出了近壁（粘性影响）区域以外的湍流运动粘性系数。$\tilde{\nu}$ 的输运方程为：

$$\rho\frac{D\tilde{\nu}}{Dt}=G_\nu+\frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{(\mu+\rho\tilde{\nu})\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right\}+C_{b2}\rho\left(\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right)\right]-Y_\nu \qquad 3-9$$

其中，G_ν 是湍流粘性产生项；Y_ν 是由于壁面阻挡与粘性阻尼引起的湍流粘性的减少；$\sigma_{\tilde{\nu}}$ 和 C_{b2} 是常数；ν 是分子运动粘性系数。

湍流粘性系数用如下公式计算：

$$\mu_t=\rho\tilde{\nu}f_{\nu 1}$$

其中，$f_{\nu 1}$ 是粘性阻尼函数，定义为：$f_{\nu 1}=\frac{\chi^3}{\chi^3+C_{\nu 1}^3}$，并且 $\chi\equiv\frac{\tilde{\nu}}{\nu}$。

湍流粘性产生项，G_ν 用如下公式模拟：

$$G_\nu=C_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu} \qquad 3-10$$

其中，$\tilde{S}\equiv S+\frac{\tilde{\nu}}{k^2d^2}f_{\nu 2}$，而 $f_{\nu 2}=1-\frac{\chi}{1+\chi f_{\nu 1}}$。其中，$C_{b1}$ 和 k 是常数，d 是计算点到壁面的距离；$S\equiv\sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ 。Ω_{ij} 定义为：

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \quad 3-11$$

由于平均应变率对湍流产生也起到很大作用，FLUENT 处理过程中，定义 S 为：

$$S \equiv \left|\Omega_{ij}\right| + C_{prod}\min(0, \left|S_{ij}\right| - \left|\Omega_{ij}\right|) \quad 3-12$$

其中，$C_{prod} = 2.0$，$\left|\Omega_{ij}\right| \equiv \sqrt{\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$，$\left|S_{ij}\right| \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$，平均应变率 S_{ij} 定义为：

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \quad 3-13$$

在涡量超过应变率的计算区域计算出来的涡旋粘性系数变小。这适合涡流靠近涡旋中心的区域，那里只有“单纯”的旋转，湍流受到抑止。包含应变张量的影响更能体现旋转对湍流的影响。忽略了平均应变，估计的涡旋粘性系数产生项偏高。

湍流粘性系数减少项 Y_ν 为：

$$Y_\nu = C_{w1}\rho f_w\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 \quad 3-14$$

其中，$f_w = g\left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6}\right]^{1/6}$ 3－15

$$g = r + C_{w2}(r^6 - r) \quad 3-16$$

$$r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}k^2 d^2} \quad 3-17$$

其中，C_{w1}，C_{w2}，C_{w3} 是常数，$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{k^2 d^2} f_{\nu 2}$。在上式中，包括了平均应变率对 S 的影响，因而也影响用 $\tilde{S}$ 计算出来的 r。

上面的模型常数在 FLUENT 中默认值为：$C_{b1} = 0.1335$，$C_{b2} = 0.622$，$\sigma_{\tilde{\nu}} = 2/3$，$C_{\nu 1} = 7.1$，$C_{w1} = C_{b1}/k^2 + (1 + C_{b2})/\sigma_{\tilde{\nu}}$，$C_{w2} = 0.3$，$C_{w3} = 2.0$，$k = 0.41$。

壁面条件

在壁面，湍流运动粘性 $\tilde{\nu}$ 设置为零。当计算网格足够细，可以计算层流底层时，壁面切应力用层流应力－应变关系求解，即：

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad 3-18$$

如果网格粗错不能用来求解层流底层，则假设与壁面近邻的网格质心落在边界层的对数

区，则根据壁面法则：

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k}\ln E\left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu}\right) \qquad 3-19$$

其中，k=0.419，E=9.793。

对流传热传质模型

在 FLUENT 中，用雷诺相似湍流输运的概念来模拟热输运过程。给出的能量方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}[u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(k + \frac{c_p\mu_t}{\Pr t}\right)\frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j(\tau_{ij})_{eff}\right] + S_h \qquad 3-20$$

式中，E 是总能量，$(\tau_{ij})_{eff}$ 是偏应力张量，定义为：

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) - \frac{2}{3}\mu_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\delta_{ij} \qquad 3-21$$

其中，$(\tau_{ij})_{eff}$ 表示粘性加热，耦合求解。如果默认为分开求解，FLUENT 不求解处 $(\tau_{ij})_{eff}$。但是可以通过变化“粘性模型”面板上的湍流普朗特数（Prt），其默认值为 0.85。

湍流质量输运与热输运类似，默认的 Schmidt 数是 0.7，该值同样也可以在“粘性模型”面板上调节。

标量的壁面处理与动量壁面处理类似，分别选用合适的壁面法则。

综上所述，Spalart-Allmaras 模型是相对简单的单方程模型，只需求解湍流粘性的输运方程，并不需要求解当地剪切层厚度的长度尺度。该模型对于求解有壁面影响流动及有逆压力梯度的边界层问题有很好模拟效果，在透平机械湍流模拟方面也有较好结果。

Spalart-Allmaras 模型的初始形式属于对低雷诺数湍流模型，这必须很好解决边界层的粘性影响区求解问题。在 FLUENT 中，当网格不是很细时，采用壁面函数来解决这一问题。当网格比较粗糙时，网格不满足精确的湍流计算要求，用壁面函数也许是最好的解决方案。另外，该模型中的输运变量在近壁处的梯度要比 $k-\varepsilon$ 中的小，这使得该模型对网格粗糙带来数值误差不太敏感。

但是，Spalart-Allmaras 模型不能预测均匀各向同性湍流的耗散。并且，单方程模型没有考虑长度尺度的变化，这对一些流动尺度变换比较大的流动问题不太适合。比如，平板射流问题，从有壁面影响流动突然变化到自由剪切流，流场尺度变化明显。

3.3.2 标准 $k-\varepsilon$ 模型

标准 $k-\varepsilon$ 模型需要求解湍动能及其耗散率方程。湍动能输运方程是通过精确的方程推导得到，但耗散率方程是通过物理推理，数学上模拟相似原形方程得到的。该模型假设流动为完全湍流，分子粘性的影响可以忽略。因此，标准 $k-\varepsilon$ 模型只适合完全湍流的流动过程模拟。

标准 $k-\varepsilon$ 模型的湍动能 k 和耗散率 ε 方程为如下形式：

$$\rho\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M \qquad 3-22$$

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad 3-23$$

在上述方程中，G_k 表示由于平均速度梯度引起的湍动能产生，G_b 是用于浮力影响引起的湍动能产生；Y_M 可压速湍流脉动膨胀对总的耗散率的影响。湍流粘性系数 $\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}$。

在 FLUENT 中，作为默认值常数，$C_{1\varepsilon}=1.44$，$C_{2\varepsilon}=1.92$，$C_\mu=0.09$，湍动能 k 与耗散率 ε 的湍流普朗特数分别为$\sigma_k=1.0$，$\sigma_\varepsilon=1.3$。可以通过调节“粘性模型”面板来调节这些常数值。

3.3.3 重整化群 κ - ε 模型

重整化群 κ - ε 模型是对瞬时的 Navier-Stokes 方程用重整化群的数学方法推导出来的模型。模型中的常数与标准 κ - ε 模型不同，而且方程中也出现了新的函数或者项。其湍动能与耗散率方程与标准 κ - ε 模型有相似的形式：

$$\rho\frac{Dk}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_k\mu_{eff})\frac{\partial k}{\partial x_i}\right]+G_k+G_b-\rho\varepsilon-Y_M \qquad 3-24$$

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt}=\frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_\varepsilon\mu_{eff})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}-R \qquad 3-25$$

G_k 表示由于平均速度梯度引起的湍动能产生，G_b 是用于浮力影响引起的湍动能产生；Y_M 可压速湍流脉动膨胀对总的耗散率的影响，这些参数与标准 κ - ε 模型中相同。α_k 和 α_ε 分别是湍动能 k 和耗散率 ε 的有效湍流普朗特数的倒数。

湍流粘性系数计算公式为：

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)=1.72\frac{\tilde{\nu}}{\sqrt{\tilde{\nu}^3-1-C\nu}}d\tilde{\nu} \qquad 3-26$$

其中，$\tilde{\nu}=\mu_{eff}/\mu$，$C_\nu\approx 100$

对上面方程积分，可以精确得到有效雷诺数（涡旋尺度）对湍流输运的影响，这有助于处理低雷诺数和近壁流动问题的模拟。

对于高雷诺数，上面方程可以给出：$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$，$C_\mu = 0.0845$。这个结果非常有意思，和标准κ-ε模型的半经验推导给出的常数$C_\mu = 0.09$非常近似。

在 FLUENT 中，如果是默认设置，用重整化群κ-ε模型时候是针对的高雷诺数流动问题。如果对低雷诺数问题进行数值模拟，必须进行相应的设置。

重整化群κ-ε模型有旋修正

通常，平均运动有旋时候对湍流有重要影响。FLUENT 中重整化群κ-ε模型通过修正湍流粘性系数来考虑了这类影响。

湍流粘性的修正形式为：

$$\mu_t = \mu_{t0} f(\alpha_s, \Omega, \frac{k}{\varepsilon}) \qquad 3-27$$

其中，μ_{t0}是不考虑有旋计算出来的湍流粘性系数；Ω是 FLUENT 计算出来的特征旋流数；α_s是旋流常数，不同值表示有旋流动的强度不同。流动可以是强旋或者中等旋度的。FLUENT 默认设置α_s=0.05,针对中等旋度的流动问题，对于强旋流动，可以选择较大的值。

湍动能及其耗散率的有效湍流普朗特数倒数的计算公式为：

$$\left|\frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929}\right|^{0.6321}\left|\frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929}\right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \qquad 3-28$$

式中，α_0=1，在高雷诺数流动问题中，$\mu_{mol}/\mu_{eff} \langle\langle 1$，$\alpha_k = \alpha_\varepsilon = 1.393$。

湍流耗散率方程右边的 R 为：

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad 3-29$$

其中，$\eta \equiv Sk/\varepsilon$，$\eta_0 = 4.38$，$\beta = 0.012$。

为了更清楚体现 R 对耗散率的影响，我们把耗散率输运方程重写为：

$$\rho\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[(\alpha_\varepsilon \mu_{eff})\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - C_{2\varepsilon}^*\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad 3-30$$

则：$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3}$ 3－

31

在$\eta < \eta_0$的区域，R 的贡献为正；$C_{2\varepsilon}^*$ 大于$C_{2\varepsilon}$。以对数区为例，$\eta \approx 3$，$C_{2\varepsilon}^* \approx 2.0$，这和标准 κ - ε 模型中给出的$C_{2\varepsilon} = 1.92$ 接近。因此，对于弱旋和中等旋度的流动问题，重整化群 κ - ε 模型给出的结果比标准 κ - ε 模型的结果要大。

重整化群模型中，$C_{1\varepsilon} = 1.42$，$C_{2\varepsilon} = 1.68$。

3.3.4 可实现 κ - ε 模型

可实现 κ - ε 模型的湍动能及其耗散率输运方程为：

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M \qquad 3-$$

32

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + \rho C_1 S\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu\varepsilon}} + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}C_{3\varepsilon}G_b \qquad 3-$$

33

其中，$C_1 = \max\left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5}\right]$，$\eta = Sk/\varepsilon$

在上述方程中，G_k 表示由于平均速度梯度引起的湍动能产生，G_b 是用于浮力影响引起的湍动能产生；Y_M 可压速湍流脉动膨胀对总的耗散率的影响。C_2 和 $C_{1\varepsilon}$ 是常数；σ_k，σ_ε 分别是湍动能及其耗散率的湍流普朗特数。在 FLUENT 中，作为默认值常数，$C_{1\varepsilon} = 1.44$，$C_2 = 1.9$，$\sigma_k = 1.0$，$\sigma_\varepsilon = 1.2$。

可实现 κ - ε 模型的湍动能的输运方程与标准 κ - ε 模型和重整化群 κ - ε 模型有相同的形式，只是模型参数不同。但耗散率方程有较大不同。首先耗散率产生项（方程右边第二项）不包含湍动能产生项G_k，现在的形式更能体现能量在谱空间的传输。另外的特色在于耗散率减少项中，不具有奇异性。并不象标准 κ - ε 模型模型那样把 K 放在分母上。

该模型适合的流动类型比较广泛，包括有旋均匀剪切流，自由流（射流和混合层），腔道流动和边界层流动。对以上流动过程模拟结果都比标准 κ - ε 模型的结果好，特别是可实现 κ - ε 模型对圆口射流和平板射流模拟中，能给出较好的射流扩张角。

湍流粘性系数公式为$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$，这和标准 κ - ε 模型相同。不同的是，在可实现 κ - ε 模型中，C_μ 不再是个常数，而是通过如下公式计算：

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{U^* K}{\varepsilon}}$$ 3－34

其中，$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}}$，$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k$，$\Omega_{ij} = \overline{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k$，$\overline{\Omega}_{ij}$ 是 is the mean rate-of -rotation tensor viewed in a rotating reference frame with the angular velocity ω_k。模型常数 $A_0 = 4.04$，$A_s = \sqrt{6}\cos\phi$，而：

$\phi = \frac{1}{3}\arccos(\sqrt{6}W)$，式中 $W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{kj}}{\tilde{S}}$，$\tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}$，$S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j})$

我们可以发现，C_μ 是平均应变率与旋度的函数。在平衡边界层惯性底层，可以得到 C_μ =0.09，与标准κ-ε模型中采用底常数一样。

双方程模型中，无论是标准κ-ε模型、重整化群κ-ε模型还是可实现κ-ε模型，三个模型有类似的形式，即都有κ和ε的输运方程，它们的区别在于：1，计算湍流粘性的方法不同；2，控制湍流扩散的湍流 Prandtl 数不同；3，ε方程中的产生项和 G_k 关系不同。但都包含了相同的表示由于平均速度梯度引起的湍动能产生 G_k，用于浮力影响引起的湍动能产生 G_b；可压速湍流脉动膨胀对总的耗散率的影响 Y_M。

湍动能产生项

$$G_k = -\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$ 3－35

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\mathrm{Pr}t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$ 3－36

式中，Prt 是能量的湍流普特朗数，对于可实现κ-ε模型，默认设置值为 0.85。对于重整化群κ-ε模型，$\mathrm{Pr}t = 1/\alpha$，$\alpha = 1/\mathrm{Pr} = k/\mu C_p$。热膨胀系数 $\beta = -\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p$，对于理想气体，浮力引起的湍动能产生项变为：

$$G_b = -g_i \frac{\mu_t}{\rho\,\mathrm{Pr}t} \frac{\partial \rho}{\partial x_i}$$ 3－37

在 FLUENT 程序中，如果有重力作用，并且流场里有密度或者温度的梯度，浮力对湍动能的影响都是存在的。浮力对耗散率的影响不是很清楚，因此，默认设置中，耗散率方程中的浮力影响不被考虑。如果要考虑浮力对耗散率的影响，用"粘性模型"面板来控制。浮力对耗散率影响是用 $C_{3\varepsilon}$ 来体现。但 $C_{3\varepsilon}$ 并不是常数，而是如下的函数形式：

$$C_{3\varepsilon} = \tanh\left|\frac{v}{u}\right| \qquad 3-38$$

v 是平行于重力方向的速度分量；u 是垂直于重力方向的速度分量。如果流动速度与重力方向相同的剪切流动，$C_{3\varepsilon}=1$，对于流动方向与重力方向垂直的剪切流，$C_{3\varepsilon}=0$。

对于高马赫数的流动问题，可压速性对湍流影响在Y_M中体现。

$$Y_M = \rho\varepsilon 2M_t^2$$

其中，M_t是马赫数，定义为：$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}}$（$a \equiv \sqrt{\gamma RT}$ 是声速）。

默认设置中，只要选择可压速理想气体，可压速效应都是考虑的。

在上述的双方程模型中，对流传热传质模型都是通过雷诺相似湍流动量输运方程得到的。能量方程形式为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[u_i(\rho E + p)\right] = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(k_{eff}\frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j(\tau_{ij})_{eff}\right) + S_h \qquad 3-39$$

式中，E 是总的能量，k_{eff}是有效导热系数；$(\tau_{ij})_{eff}$是偏应力张量，定义为：

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) - \frac{2}{3}\mu_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\delta_{ij} \qquad 3-40$$

$(\tau_{ij})_{eff}$表示的是粘性加热，耦合求解时总是计算。如果不是耦合求解时候，作为默认设置，并不求解该量。如果有需要，需在“粘性模型”面板中设置。

对于重整化群 κ - ε 模型，有效导热系数为：

$$k_{eff} = \alpha c_p \mu_{eff} \qquad 3-41$$

α 用（3－28）计算，式中，$\alpha_0 = 1/\Pr = k/\mu C_p$。事实上，$\alpha$ 随着μ_{mol}/μ_{eff}的变化而变化，这是重整化群 κ - ε 模型的一个优点，因为实验中证明，湍流普朗特数随分子普朗特数及湍流而变化。

湍流质量输运处理过程与能量输运过程类似。对于标准 κ - ε 模型和可实现的 κ - ε 模型，默认的 Schmidt 数是 0.7，重整化群模型中，是通过方程 3－28 来计算的，其中，$\alpha_0 = 1/Sc$，Sc 是分子 Schimidt 数。

3.3.5 雷诺应力模型（RSM）

雷诺应力模型是求解雷诺应力张量的各个分量的输运方程。具体形式为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\overline{u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k\overline{u_i u_j}) =$$

对流项 C_{ij}

$$-\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{u_i u_j u_k}+\overline{p(\delta_{kj}u_i+\delta_{ik}u_j)}\right]+\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\overline{u_i u_j}\right]$$

湍流扩撒项 D_{ij}^T 分子扩散 D_{ij}^L

$$-\rho\left(\overline{u_i u_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k}+\overline{u_j u_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\right)-\rho\beta\left(g_i\overline{u_j\theta}+g_j\overline{u_i\theta}\right)$$

应力产生项 P_{ij} 浮力产生项目 G_{ij}

$$+\overline{p\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}-2\mu\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}$$

压力应变项 Φ_{ij} 耗散项 ε_{ij}

$$-2\rho\Omega_k\left(\overline{u_j u_m}\varepsilon_{ikm}+\overline{u_i u_m}\varepsilon_{jkm}\right) \qquad 3-42$$

系统旋转产生项 F_{ij}

上面方程中，C_{ij}，D_{ij}^L，P_{ij}，F_{ij} 不需要模拟，而 D_{ij}^T，G_{ij}，Φ_{ij}，ε_{ij} 需要模拟以封闭方程。下面简单对几个需要模拟项的模拟。

D_{ij}^T 可以用 Delay and Harlow [L38]的梯度扩散模型来模拟，即：

$$D_{ij}^T=C_s\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\frac{k\overline{u_k u_l}}{\varepsilon}\frac{\partial\overline{u_i u_j}}{\partial x_l}\right] \qquad 3-43$$

但这个模型会导致数值不稳定，因此 FLUENT 程序中采用标量湍流扩散模型：

$$D_{ij}^T=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial\overline{u_i u_j}}{\partial x_k}\right) \qquad 3-44$$

式中，湍流粘性系数用 $\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon}$ 来计算，根据 Lien and Leschziner [L98]，$\sigma_k=0.82$，这和标准 κ - ε 模型中选取 1.0 有所不同。

根据 Gibson and Launder [L58], Fu [L55], Launder [L88,L89], 压力应变项 Φ_{ij} 可以分解为三项，即：

$$\Phi_{ij}=\Phi_{ij,1}+\Phi_{ij,2}+\Phi_{ij}^w \qquad 3-45$$

$\Phi_{ij,1}$，$\Phi_{ij,2}$ 和 $\Phi^{w}{}_{ij}$ 分别是慢速项，快速项和壁面反射项。

$\Phi_{ij,1} = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij} k\right]$，常数 $C_1 = 1.8$。

$\Phi_{ij,2} = -C_2\left[\left(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}\left(P + G - C\right)\right]$，$C_2 = 0.60$，$P = \frac{1}{2}P_{kk}$，$G = \frac{1}{2}G_{kk}$，$C = \frac{1}{2}C_{kk}$。

壁面反射项用于重新分布近壁的雷诺正应力分布，主要是减少垂直于壁面的雷诺正应力，增加平行于壁面的雷诺正应力。该项模拟为：

$$\Phi^{w}{}_{ij} = C_1' \frac{\varepsilon}{k}\left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2}\overline{u_j u_k} n_i n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d}$$

$$+ C_2'\left(\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2}\Phi_{jk,2} n_i n_k\right)\frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d} \qquad 3-46$$

式中，$C_1'=0.5$，$C_2' = 0.3$，n_k 是 x_k 在垂直于壁面方向上的单位分量，d 是到壁面的距离；$C_l = C_\mu^{3/4}/k$，$C_\mu = 0.09$，k=0.41。

默认设置时候，FLUENT 不计算 $\Phi^{w}{}_{ij}$。如果需要计算时候，在“粘性模型”面板中设置。

线性压力应变模型

对于小雷诺数流动，特别是用双层模型求解近壁流动问题时，FLUENT 中通过改进模型常数 C_1，C_2，C_1' 和 C_2' 来改进压力应变项 Launder [L91]。这一过程只有在选择双层流模型时候，在“粘性模型”面板上调节。

$$C_1 = 1 + 2.58 A\sqrt{A_2}\left(1 - e^{-(0.0067\,\mathrm{Re}_t)^2}\right)$$

$$C_2 = 0.75\sqrt{A}$$

$$C_1' = -\frac{2}{3}C_1 + 1.67$$

$$C_2' = \max\left(\frac{\frac{2}{3}C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0\right)$$

其中，$\mathrm{Re}_t = \rho k^2/(\mu\varepsilon)$，参数 A 和张量不变量 A_2, A_3 定义为：

$$A \equiv \left[1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3)\right]$$

$$A_2 \equiv \alpha_{ik}\alpha_{ki}$$

$$A_3 \equiv \alpha_{ik}\alpha_{kj}\alpha_{ji}$$

式中，α_{ij} 是雷诺应力张量各向异性部分，定义为：

$$\alpha_{ij} = -\left(\frac{-\rho\overline{u_i u_j} + \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}}{\rho k}\right) \qquad 3-47$$

二阶压力应变模型

二阶压力应变模型由 Spezible {L157}等人提出。

$$\Phi_{ij} = -(C_1\rho\varepsilon + C_1^* P)b_{ij} + C_2\rho\varepsilon(b_{ik}b_{kj} - \frac{1}{3}b_{mn}b_{mn}\delta_{ij}) + (C_3 - C_3^*\sqrt{b_{ij}b_{ij}})\rho k S_{ij}$$

$$+ C_4\rho k(b_{ik}S_{jk} + b_{jk}S_{ik} - \frac{2}{3}b_{mn}S_{mn}\delta_{ij}) + C_5\rho k(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}) \qquad 3-48$$

式中，b_{ij} 是雷诺应力各向异性张量，定义为：

$$b_{ij} = -\left(\frac{-\rho\overline{u_i u_j} + \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}}{2\rho k}\right) \qquad 3-49$$

平均应变率 S_{ij} 定义为：$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$；$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$；模型常数 $C_1 = 3.4$，$C_1^* = 1.8$，$C_2 = 4.2$，$C_3 = 0.8$，$C_3^* = 1.3$，$C_4 = 1.25$，$C_5 = 0.4$。

二阶压力应变模型不需要考虑壁面反射影响去模拟对数区湍流边界层过程。

浮力对湍流的影响

浮力引起的产生项模拟为：

$$G_{ij} = \beta\frac{\mu_t}{\Pr t}\left(g_i\frac{\partial T}{\partial x_j} + g_j\frac{\partial T}{\partial x_i}\right) \qquad 3-50$$

其中，Prt 是能量的湍流普朗特数，默认设置值为 0.85。

对于理想气体，把热膨胀系数的定义代入上式，得：

$$G_{ij} = -\frac{\mu_t}{\rho \Pr t}\left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) \qquad 3-51$$

耗散项ε_{ij}的模拟

耗散张量ε_{ij}模拟为：

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\delta_{ij}(\rho\varepsilon + Y_M) \qquad 3-52$$

式中，$Y_M = \rho\varepsilon 2M_t^2$，$M_t$是马赫数；标量耗散率$\varepsilon$用标准 k-$\varepsilon$ 模型中的采用的耗散率输运方程求解。

雷诺应力模型的边界条件

在流场进口，雷诺应力模型需要各个雷诺应力分量和湍动能耗散率的值。这些值可以直接输入，也可以湍流强度和特征长度来计算。

在壁面，雷诺应力模型通过壁面函数，给出各个雷诺应力分量和耗散率的值。

雷诺应力模型的能量与质量输运方程

在雷诺应力模型中，对流传热传质模型都是通过雷诺相似湍流动量输运方程得到的。能量方程形式为：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[u_i(\rho E + p)\right] = \frac{\partial}{\partial x_i}\left((k + \frac{c_p \mu_t}{\Pr t})\frac{\partial T}{\partial x_i} + u_j(\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \qquad 3-53$$

式中，E 是总的能量；$(\tau_{ij})_{eff}$是偏应力张量，定义为：

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3}\mu_{eff}\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\delta_{ij} \qquad 3-54$$

$(\tau_{ij})_{eff}$表示的是粘性加热，耦合求解时总是计算。如果不是耦合求解时候，作为默认设置，并不求解该量，并且 Prt=0.85。如果有需要，需在“粘性模型”面板中设置。

3.3.6 大涡模拟（LES）

湍流中包含了不同时间与长度尺度的涡旋。最大长度尺度通常为平均流动的特征长度尺度。最小尺度为 Komogrov 尺度。

LES 的基本假设是 1，动量、能量、质量及其它标量主要由大涡输运；2，流动的几何和边界条件决定了大涡的特性，而流动特性主要在大涡中体现；3，小尺度涡旋受几何和边界条件影响较小，并且各向同性；大涡模拟过程中，直接求解大涡，小尺度涡旋模拟，从而使得网格要求比 DNS 低。

3.3.6.1 大涡模拟的控制方程

LES 的控制方程是对 Navier-Stokes 方程在波数空间或者物理空间进行过滤得到的。过滤的过程是去掉比过滤宽度或者给定物理宽度小的涡旋，从而得到大涡旋的控制方程。

过滤变量（上横线）定义为：

$$\overline{\phi}(x)=\int_D \phi(x')G(x,x')dx' \qquad 3-55$$

其中，D 表示流体区域；G 是决定涡旋大小的过滤函数。

在 FLUENT 中，有限控制体离散本身暗中包括了过滤运算，

$$\overline{\phi}(x)=\frac{1}{V}\int_V \phi(x')dx',\quad x'\in V \qquad 3-56$$

其中 V 是计算控制体体积，过滤函数为：

$$G(x,x')=\begin{cases}1/V & x'\in V\\ 0 & x'\notin V\end{cases} \qquad 3-57$$

目前，大涡模拟对不可压流动问题得到较多应用，但在可压缩问题中的应用还很少，因此这里涉及的理论都是针对不可压流动的大涡模拟方法。在 FLUENT 中，大涡模拟只能针对不可压流体（当然并非说是密度是常数）的流动。

过滤不可压的 Navier-Stokes 方程后，可以得到 LES 控制方程：

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial\rho\overline{u_i}}{\partial x_i}=0 \qquad 3-58$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\overline{u_i})+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\overline{u_i}\overline{u_j})=\frac{\partial}{\partial x_j}(\mu\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j})-\frac{\partial\overline{p}}{\partial x_i}-\frac{\partial\tau_{ij}}{\partial x_j} \qquad 3-59$$

其中，τ_{ij} 为亚网格应力，定义为：

$$\tau_{ij}=\rho\overline{u_iu_j}-\rho\overline{u_i}\cdot\overline{u_j} \qquad 3-60$$

很明显，上述方程与雷诺平均方程很相似，只不过大涡模拟中的变量是过滤过的量，而非时间平均量，并且湍流应力也不同。

3.3.6.2 亚网格模型

由于 LES 中亚网格应力项是未知的，并且需要模拟以封闭方程。目前，采用比较多的亚网格模型为涡旋粘性模型，形式为：

$$\tau_{ij}-\frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij}=-2\mu_t\overline{S_{ij}} \qquad 3-61$$

式中，μ_t 是亚网格湍流粘性系数；$\overline{S_{ij}}$ 是求解尺度下的应变率张量，定义为：

$$\overline{S_{ij}}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial\overline{u_j}}{\partial x_i}\right) \qquad 3-62$$

求解亚网格湍流粘性系数 μ_t 时，FLUENT 提供了两种方法。第一，Smagorinsky-Lilly 模型；第二，基于重整化群的亚网格模型。

最基本的亚网格模型是 Smagorinsky [L145]最早提出的，Lilly [L99]把它进行了改善，这就是今天的 Smagorinsky-Lilly 模型。该模型的涡粘性计算方程为：

$$\mu_t=\rho L_s^2\left|\overline{S}\right| \qquad 3-63$$

式中，L_s 是亚网格的混合长度；$\left|\overline{S}\right|\equiv\sqrt{2\overline{S_{ij}}\,\overline{S_{ij}}}$。$C_s$ 是 Smagorinsky 常数，则亚网格混合长度 L_s 可以用下式计算。

$$L_s=\min(kd,C_sV^{1/3}) \qquad 3-64$$

其中，k=0.42，d 是到最近壁面的距离，V 是计算控制体体积。

Lilly 通过对均匀各向同性湍流惯性子区湍流分析，得到了 C_s＝0.23。但是研究中发现，对于有平均剪切或者过渡流动中，该系数过高估计了大尺度涡旋的阻尼作用。因此，对于比较多的流动问题，C_s＝0.1 有比较好的模拟结果，该值是 FLUENT 的默认设置值。

我们再来看看基于重整化群思想的亚网格模型。人们用重整化群理论推导出了亚网格涡旋粘性系数[L182]，该方法得到的是亚网格有效粘性系数，$\mu_{eff}=\mu+\mu_t$，而

$$\mu_{eff}=\mu\left[1+H\left(\frac{\mu_s^2\mu_{eff}}{\mu^3}-C\right)\right]^{1/3} \qquad 3-65$$

式中，$\mu_s=(C_{rng}V^{1/3})^2\sqrt{2\overline{S_{ij}}\,\overline{S_{ij}}}$，H(x)是 Heaviside 函数，

$$H(x)=\begin{cases}x & x>0\\ 0 & x\le 0\end{cases} \qquad 3-66$$

V 是计算控制体体积；重整化群常数 $C_{rng}=0.157$,而常数 C=100。

对于高雷诺数流动（$\mu_t>>\mu$），$\mu_{eff}\cong\mu_t$，基于重整化群理论的亚网格模型就与

Smagorinsky-Lilly 模型相同，只是模型常数有区别。在流动场的低雷诺数区域，上面的函数就小于零，从而只有分子粘性起作用。所以，基于重整化群理论的亚网格模型对流动转捩和近壁流动问题有较好模拟效果。

3.3.6.3 大涡模拟的边界条件

对于给定进口速度边界条件，速度等于各个方向分量与随机脉动量的和，即：

$$\overline{u_i} = < u_i > + I\psi\left|\overline{u}\right|$$

其中，I 是脉动强度，ψ 是高斯随机数，满足 $\overline{\psi} = 0$，$\sqrt{\overline{\psi'}} = 1$。

如果网格足够密并可以求解层流底层的流动的话，壁面切应力采用线性应力应变关系，即：

$$\frac{\overline{u}}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \qquad 3-67$$

如果网格不够细，则假定与壁面邻近网格质心落在边界层对数区内，则：

$$\frac{\overline{u}}{u_\tau} = \frac{1}{k}\ln E\left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu}\right) \qquad 3-68$$

其中，k=0.418，E=9.793。

表 3－1，雷诺平均模型的比较

模型名字	优点	缺点
Spalart-Allmaras	计算量小，对一定复杂程度的 边界层问题有较好效果	计算结果没有被广泛测试， 缺少子模型，如考虑燃烧或 浮力问题
标准 $k-\varepsilon$	应用多，计算量合适，有较多数据积累和相当精度	对于流向有曲率变化，较强压力梯度 有旋问题等复杂流动模拟效果欠缺
RNG $k-\varepsilon$	能模拟射流撞击，分离流，二次流，旋流等中等复杂流动	受到涡旋粘性各向同性假设限制
Realizable $k-\varepsilon$	和 RNG 模型差不多，还可以模拟圆 口射流问题	受到涡旋粘性各向同性假设限制
雷诺应力模型	考虑的物理机理更仔细，包括了湍流 各向异性影响	CPU 时间长（2～3 倍），动量和湍流量高度耦合。

第四节，湍流模型算例及其设置

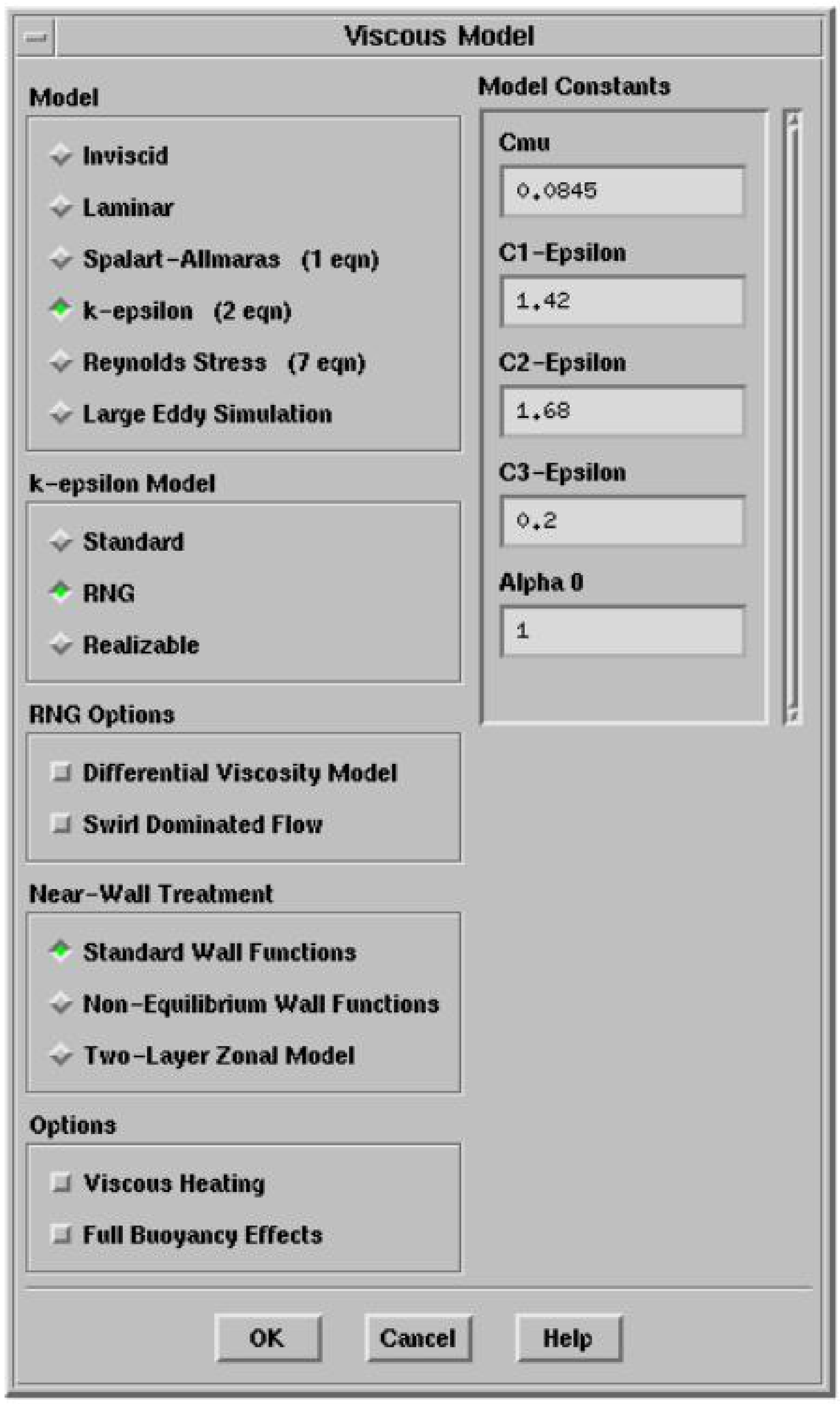
湍流模型设置命令：Define-model-viscous

无粘，层流和湍流

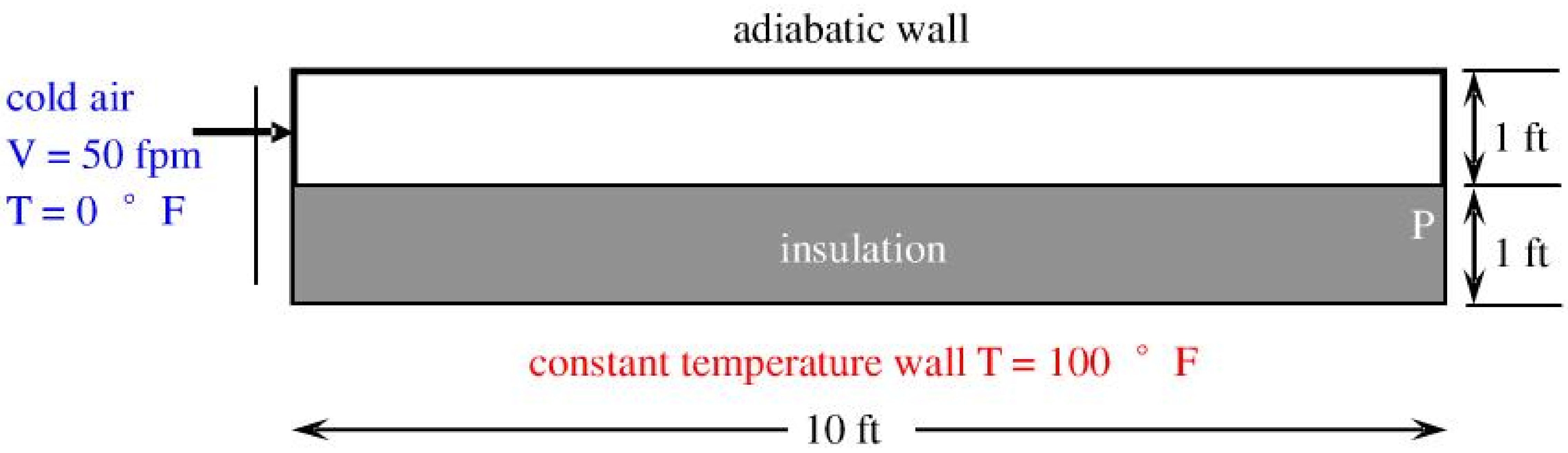
湍流模型选项

近壁处理方法选择

附加湍流选项



算例分析：有换热的腔道流动问题

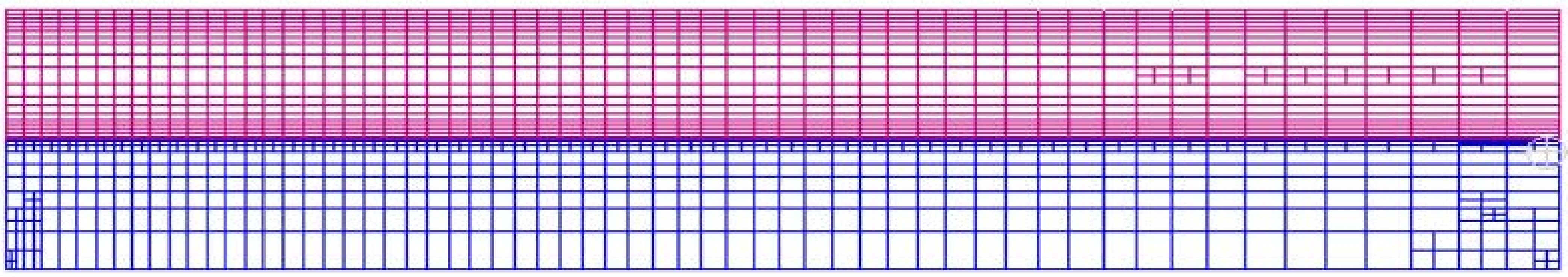


步骤：

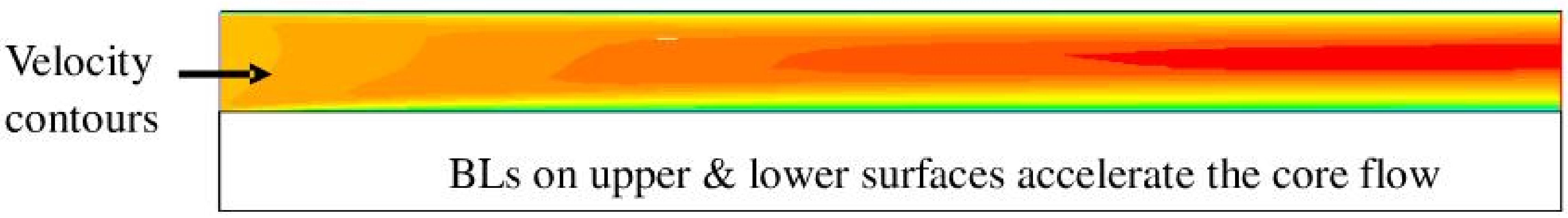
1，检查是否湍流：$\mathrm{Re}_{Dh} = 5980$

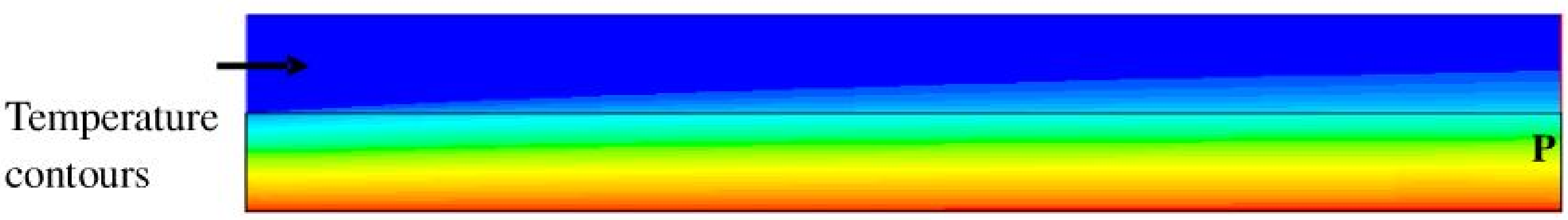
2，选择低雷诺数湍流模型－RNG $k-\varepsilon$ 模型；壁面处理用非平衡壁面函数，考虑压力梯度影响

3，网格划分：（1）四边形网格；（2）由于在靠近水平板处，垂直方向梯度较大，则近壁网格加密，并保证第一个控制体在对数区内；（3）变化流向网格间距，用于捕捉边界层发展；（4），根据计算结果，自动调节网格，用于进一步计算温度梯度。



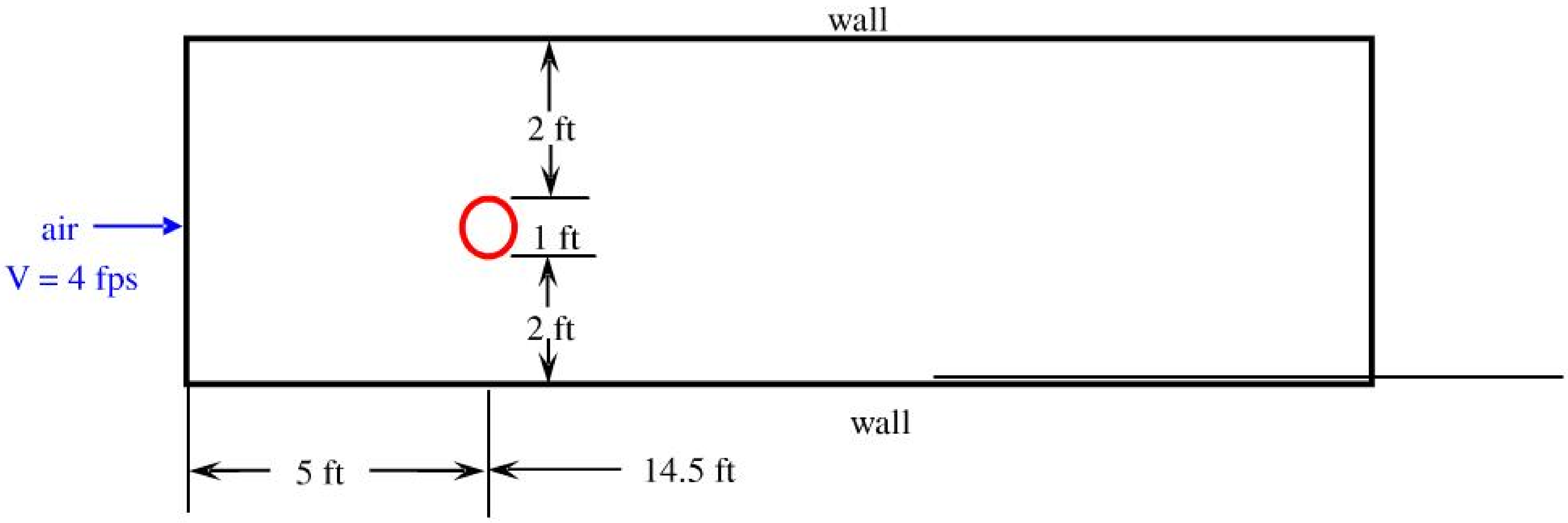
计算结果：





Important that thermal BL was accurately resolved as well

算例二，圆柱绕流



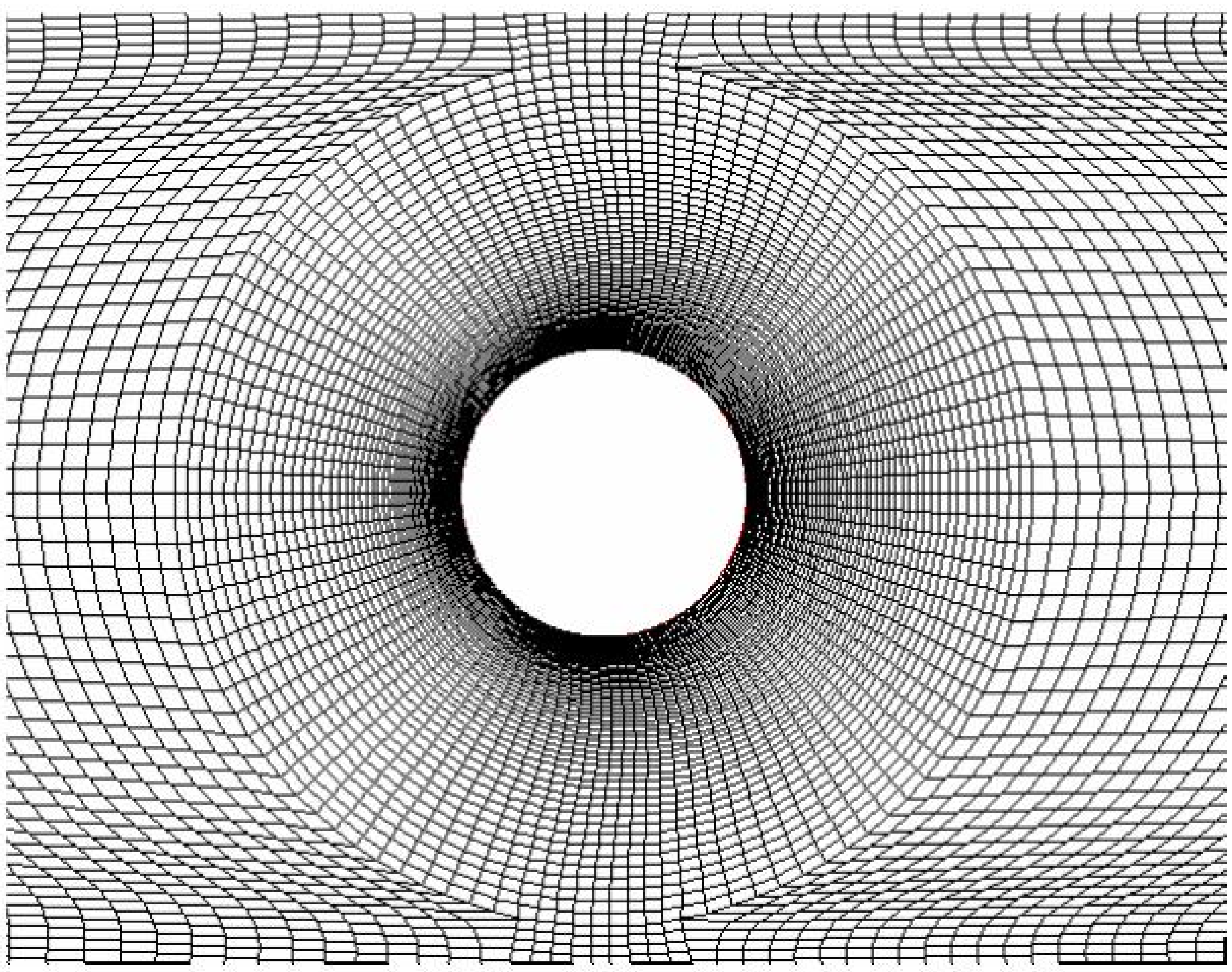
Compute drag coefficient of the cylinder

步骤：

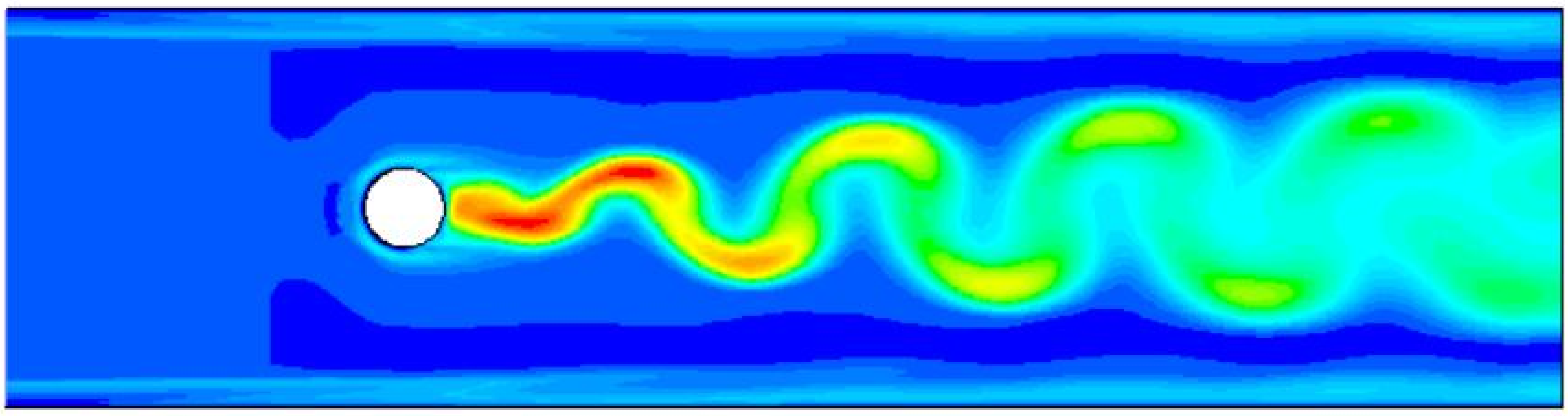
1， 确定雷诺数， $\mathrm{Re}_D = 24600$

2， 钝体绕流，后面有不稳定的涡旋脱落。采用 RNG $k-\varepsilon$ 模型，壁面处理是双层区模型；

3， 网格处理：近壁网格加密，由于是双层区模型，需要网格划分到 $y^+ = 1$



计算圆柱绕流的涡旋脱落过程



Contours of effective viscosity $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$

$C_D =$ 0.53

Strouhal Number = 0.297

where $St \equiv \frac{D}{\tau U}$

第四章，湍流流动的近壁处理

壁面对湍流有明显影响。在很靠近壁面的地方，粘性阻尼减少了切向速度脉动，壁面也阻止了法向的速度脉动。离开壁面稍微远点的地方，由于平均速度梯度的增加，湍动能产生迅速变大，因而湍流增强。因此近壁的处理明显影响数值模拟的结果，因为壁面是涡量和湍流的主要来源。

实验研究表明，近壁区域可以分为三层，最近壁面的地方被称为粘性底层，流动是层流状态，分子粘性对于动量、热量和质量输运起到决定作用。外区域成为完全湍流层，湍流起决定作用。在完全湍流与层流底层之间底区域为混合区域（Blending region），该区域内分子粘性与湍流都起着相当的作用。近壁区域划分见图 4－1。

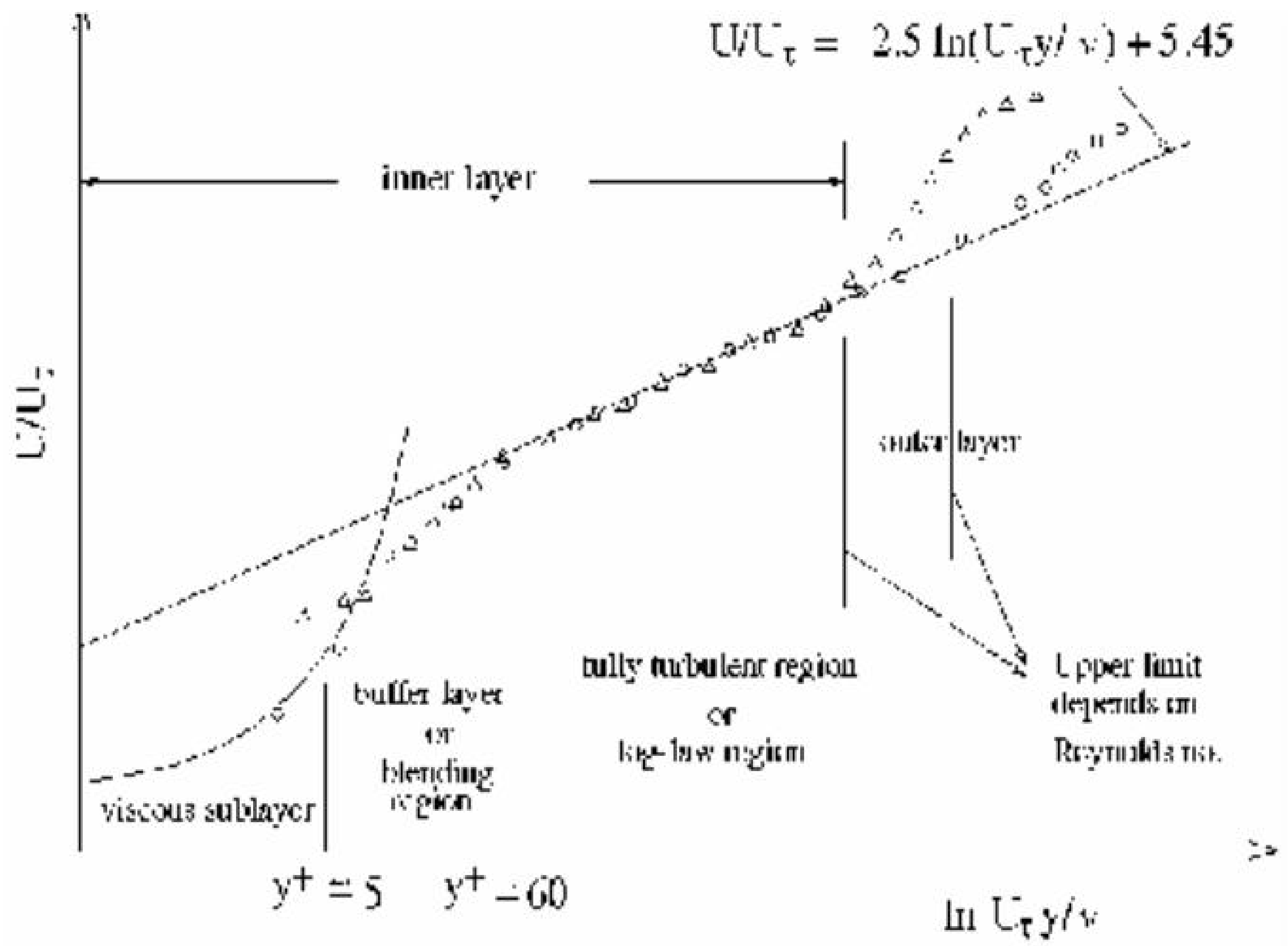


图 4－1，边界层结构

第一节，壁面函数与近壁模型

近壁处理方法有两类：第一类是不求解层流底层和混合区，采用半经验公式（壁面函数）来求解层流底层与完全湍流之间的区域。采用壁面函数的方法可以避免改进模型就可以直接模拟壁面存在对湍流的影响。第二类是改进湍流模型，粘性影响的近壁区域，包括层流底层都可以求解。

对于多数高雷诺数流动问题，采用壁面函数的方法可以节约计算资源。这是因为在近壁区域，求解的变量变化梯度较大，改进模型的方法计算量比较大。由于可以减少计算量并具有一定的精度，壁面函数得到了比较多的应用。对于许多的工程实际流动问题，采用壁面函数处理近壁区域是很好的选择。

如果我们研究的问题是低雷诺数的流动问题，那么采用壁面函数方法处理近壁区域就不合适了，而且壁面函数处理的前提假设条件也不满足。这就需要一个合适的模型，可以一直求解到壁面。FLUENT 提供了壁面函数和近壁模型两种方法，以便供用户根据自己的计算问题选择。

4.1.1 壁面函数

FLUENT 提供的壁面函数包括:1，标准壁面函数；2，非平衡壁面函数两类。标准壁面函数是采用 Launder and Spalding [L93]的近壁处理方法。该方法在很多工程实际流动中有较好的模拟效果。

4.1.1.1 标准壁面函数

根据平均速度壁面法则，有：

$$U^* = \frac{1}{k}\ln(Ey^*) \qquad 4-1$$

其中，$U^* \equiv \dfrac{U_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w/\rho}$， $y^* \equiv \dfrac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}$，并且

k＝0.42，是 Von Karman 常数；E＝9.81，是实验常数；U_p 是 P 点的流体平均速度；k_p 是 P 点的湍动能；y_p 是 P 点到壁面的距离；μ 是流体的动力粘性系数。

通常，在 $y^* > 30 \sim 60$ 区域，平均速度满足对数率分布。在 FLUENT 程序中，这一条件改变为 $y^* > 11.225$ 。

当网格出来 $y^* < 11.225$ 的区域时候，FLUENT 中采用层流应力应变关系，即：$U^* = y^*$ 。这里需要指出的是 FLUENT 中采用针对平均速度和温度的壁面法则中，采用了 y^*，而不是 y^+（$\equiv \rho u_\tau y/\mu$）。对于平衡湍流边界层流动问题，这两个量几乎相等。

根据雷诺相似，我们可以根据平均速度的对数分布，同样给出平均温度的类似分布。FLUENT 提供的平均温度壁面法则有两种：1，导热占据主要地位的热导子层的线性率分布；2，湍流影响超过导热影响的湍流区域的对数分布。

温度边界层中的热导子层厚度与动量边界层中的层流底层厚度通常都不相同，并且随流体介质种类变化而变化。例如，高普朗特数流体（油）的热导子层厚度比其粘性底层厚度小很多；对于低普朗特数的流体（液态金属）相反，热导子层厚度比粘性底层厚度大很多。

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_p)\rho c_p C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} \qquad 4-2$$

$$= \begin{cases} \Pr y^* + \dfrac{1}{2}\rho \Pr \dfrac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}} U_p^2 & (y^* < y_T^*) \\ \Pr_t\left[\dfrac{1}{k}\ln(Ey^*) + P\right] + \\ \quad \dfrac{1}{2}\rho \dfrac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\dot{q}}\left[\Pr_t U_p^2 + (\Pr - \Pr_t) U_c^2\right] & (y^* > y_T^*) \end{cases} \qquad 4-3$$

其中 P 的计算采用下列公式[L93]

$$P = \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)}\left(\frac{A}{k}\right)^{1/2}\left(\frac{Pr}{\mathrm{Pr}_t}-1\right)\left(\frac{\mathrm{Pr}_t}{\mathrm{Pr}}\right)^{1/4} \qquad 4-4$$

其中，k_f 是流体导热系数；ρ 是流体密度；c_p 是流体定压比热；$\dot{q}$ 壁面热流；T_p 近邻壁面控制体温度；T_w 壁面温度；$\mathrm{Pr} = \mu c_p / k_f$ 为分子普朗特数；Pr_t 是湍流普朗特数，壁面取 0.85；A＝26，是 Van Dries 常数；k＝0.42，是 Von Karman 常数；E＝9.793，是壁面函数常数；U_c 是 $y^* = y_T^*$ 时的平均速度大小。

Fluent 中，当选择了流体介质后，就可以根据流体介质的物理性质，计算出分子普朗特数，热导子区厚度 y_T^*，存储备用。在求解的时候，根据 y^* 与已经存储的 y_T^* 之间大小关系，判断是采用线性法则还是对数法则来计算壁面温度 T_W 或热流率 $\dot{q}$。

在采用雷诺应力模型或 $k-\varepsilon$ 双方程模型时，包括壁面近邻的控制体的湍动能都要计算，其边界条件为湍动能在壁面法向方向上梯度为零。

湍动能产生项 G_k 及耗散率是湍动能输运方程的源项组成部分，根据局部平衡假设来计算。根据这一假设，与壁面毗邻的控制体种湍动能及其耗散率是相同的。则湍动能产生率为：

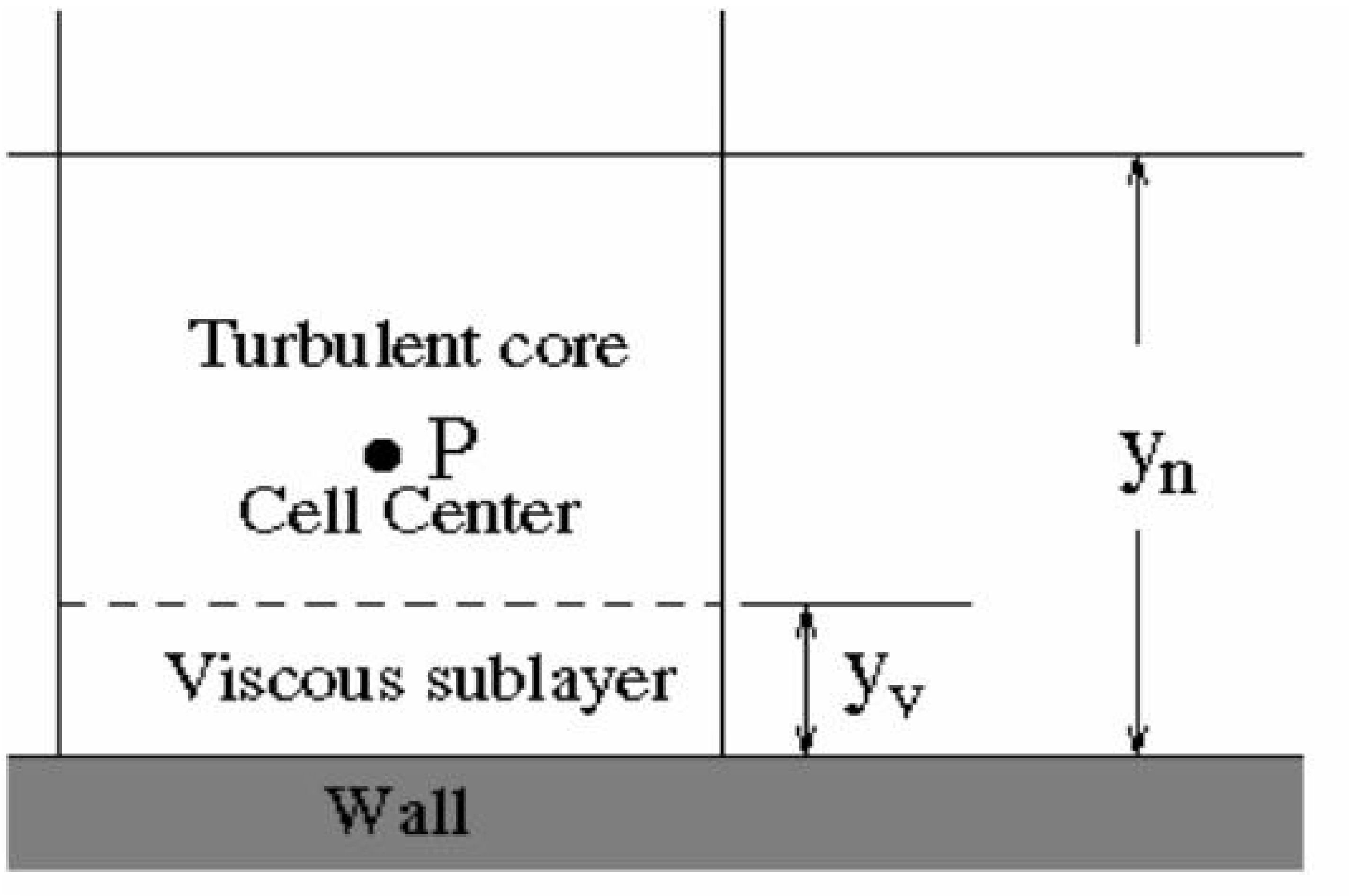
$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{k\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \qquad 4-5$$

耗散率不需要求解输运方程，直接用如下公式计算：

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \qquad 4-6$$

以上所介绍的标准壁面函数是 FLUENT 程序的默认设置。标准壁面函数包含了定常剪切和局部平衡假设条件，如果壁面有很强的压力梯度，并且很强的非平衡性，则我们可以选择非平衡壁面函数方法。

4.1.1.2 非平衡壁面函数



在非平衡壁面函数方法中，平均温度的壁面法则与标准壁面函数中相同。而对数分布的平均速度对压力梯度更加敏感：

$$\frac{\tilde{U}C_{\mu}^{1/4}k^{1/2}}{\tau_w/\rho}=\frac{1}{k}\ln\left(E\frac{\rho C_{\mu}^{1/4}k^{1/2}y}{\mu}\right) \qquad 4-7$$

式中，$\tilde{U}=U-\frac{1}{2}\frac{dp}{dx}\left[\frac{y_v}{\rho k^{*}k^{1/2}}\ln\left(\frac{y}{y_v}\right)+\frac{y-y_v}{\rho k^{*}k^{1/2}}+\frac{y_v^2}{\mu}\right]$ 4－8

y_v 是物理粘性底层厚度，用下式计算：

$$y_v\equiv\frac{\mu y_v^{*}}{\rho C_{\mu}^{1/4}k_p^{1/2}} \qquad 4-9$$

其中，$y_v^{*}=11.225$ 。

非平衡壁面函数在计算近壁控制体湍动能时采用了双层的概念，并且需要求解湍动能 k。假定与壁面毗邻的控制体积是由粘性底层和完全湍流构成，则湍流量由如下公式得到：

$$\tau_t=\begin{cases}0 & y<y_v\\ \tau_w & y>y_v\end{cases} \qquad k=\begin{cases}(\frac{y}{y_v})^2k_p & y<y_v\\ k_p & y>y_v\end{cases} \qquad \varepsilon=\begin{cases}\frac{2\nu k}{y^2} & y<y_v\\ \frac{k^{3/2}}{C_l y} & y>y_v\end{cases} \qquad 4-10$$

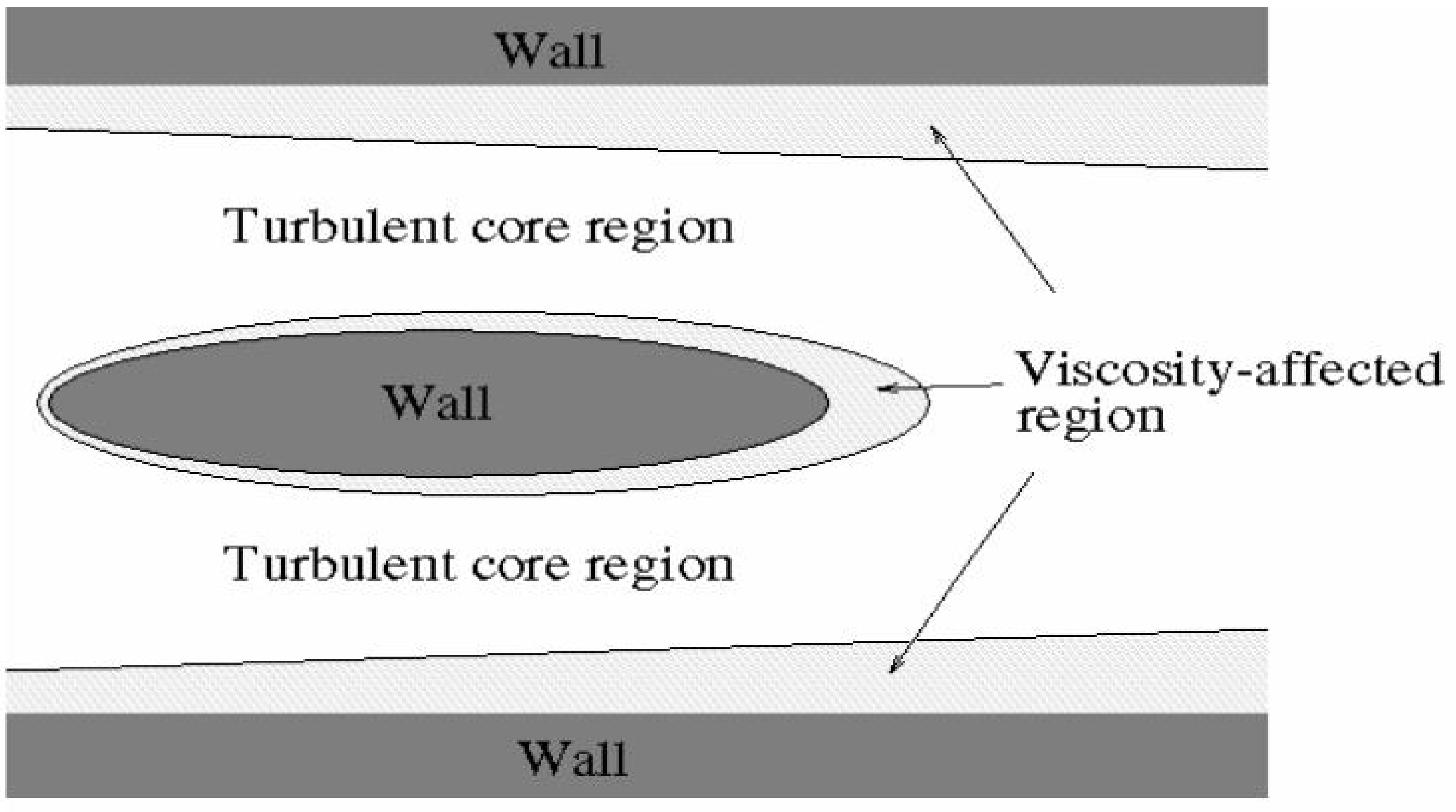
式中，$C_l=kC_{\mu}^{-3/4}$ ，y_v 是有量纲的粘性底层厚度，$y_v\equiv\frac{\mu y_v^{*}}{\rho C_{\mu}^{1/4}k_p^{1/2}}$ 。

利用上面的公式，近壁控制体里面的控制体平均湍动能产生率及其耗散率就可以计算出来。这里我们可以看出，非平衡壁面函数抛弃了标准壁面函数中的局部平衡假设，从而可以考虑非平衡的影响。

标准壁面函数对于高雷诺数流动问题，有壁面作用的流动过程等有较好的计算结果；非

平衡壁面函数则把壁面函数方法推广到有压力梯度和非平衡的流动过程中。但是，如果流动情况偏离了壁面函数的理想条件，则壁面函数就不合适了。如：高粘度流体流过狭窄的通道，壁面由渗透的流动，大压力梯度并导致边界层分离的流动，由强体积力的流动，近壁区域三维性很强的流动问题。如果要成功解决上述问题，必须采用改进模型的方法来模拟近壁流动。FLUENT 提供了双层区模型（Two-Layer Zonal Model ）。

4.1.1.3 双层区模型



在双层区模型中，认为近壁流动只分两个区域，即粘性影响的区域和完全湍流，用基于到壁面距离 y 的雷诺数 Re_y 来区分两个区域。

$$Re_y \equiv \frac{\rho\sqrt{k}\,y}{\mu} \qquad 4-11$$

其中，y 是计算网格到壁面的垂直距离；FLUENT 中，y 是到最近壁面的距离:

$$y \equiv \min_{\vec{r}_w \in \Gamma_w} \left\| \vec{r} - \vec{r}_w \right\| \qquad 4-12$$

式中，$\vec{r}$ 是点在流场中的位置矢量；$\vec{r}_w$ 是在边界上的位置矢量；Γ_w 是所有壁面边界的集合；这样，我们可以去处理流场里有复杂边界的问题。而且，这样定义 y 跟网格的形状没有关系，对非结构网格也同样适合。

在完全湍流区域（$Re_y > 200$），采用雷诺应力模型或者 $k-\varepsilon$ 模型；**在粘性影响区域（$Re_y < 200$），采用 Wolfstein [L181]的单方程模型。动量和湍动能输运方程跟前面介绍的没有区别，但计算湍流粘性系数的方法不同。这里湍流粘性系数计算公式如下：**

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k}\, l_\mu$$

耗散率计算

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad 4-13$$

上面的长度尺度根据参考文献[L29]的方法计算：

$$l_u = c_l y[1 - e^{-\frac{\mathrm{Re}_y}{A_u}}] \quad 4-14$$

$$l_\varepsilon = c_l y[1 - e^{-\frac{\mathrm{Re}_y}{A_\varepsilon}}] \quad 4-15$$

如果所有的计算区域都在粘性影响的区域以内（$\mathrm{Re}_y < 200$），耗散率的输运方程并不需要求解，而是用上面的代数方程来就得。上面长度尺度计算过程中的模型常数采用 Chen and Pater [L29]的结果。

$c_l = kC_\mu^{-3/4}$， $A_u = 70$， $A_\varepsilon = 2c_l$

表 4－1，几种壁面处理方法比较

	优点	缺点
标准壁面函数	应用比较多，计算量较小， 有较好精度	适合高雷诺数流动，对低雷诺数流动问题，有压力梯度，强体积力及强三维性问题不适合
非平衡壁面函数	考虑了压力梯度，可以计算分离，重附及撞击问题	对低雷诺数流动问题， 有较强压力梯度，强体积力 及强三维性问题不适合
双层区模型	不依赖壁面法则，对于复杂流动，特别是低雷诺数流动很适合	要求网格密，因而要求计算机处理时间长，内存大。

第二节，湍流计算中近壁处理对网格的要求

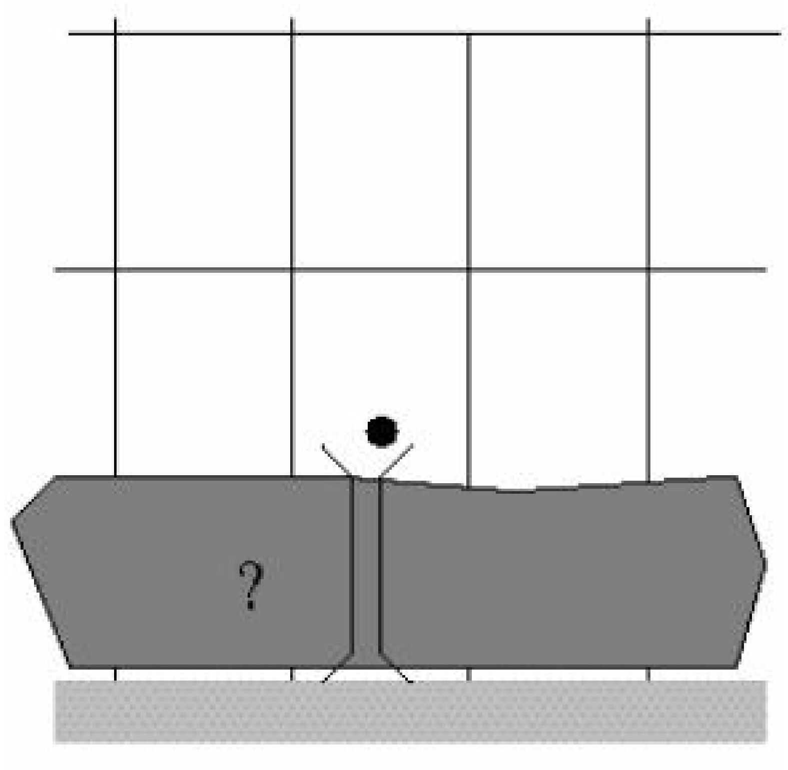
一个成功的湍流计算离不开好的网格。在许多的湍流中，空间的有效粘性系数不同，是平均动量和其它标量输运的主要决定因素。因此，如果需要有足够的精度，这就需要保证湍流量要比较精确求解。由于湍流与平均流动有较强的相互作用，因此求解湍流问题比求解层流时候更依赖网格。

你可以用后处理面板去画出 y^+， y^* 和 Re_y 的值来检查网格是否满足自己的计算要求。需要指出的是计算出来的 y^+， y^* 和 Re_y 并不是只与几何参数有关的固定量，它们也和最后的收敛解解有关系。所以，如果你把网格加密一倍（到壁面的距离减少一半），计算得到的 y^+ 并不一定是加密前计算的 y^+ 的一半。

对于近壁网格而言，不同的近壁处理对网格要求也不同。下面对常见的几种近壁处理的网格要求做个说明。

采用壁面函数时候的近壁网格：

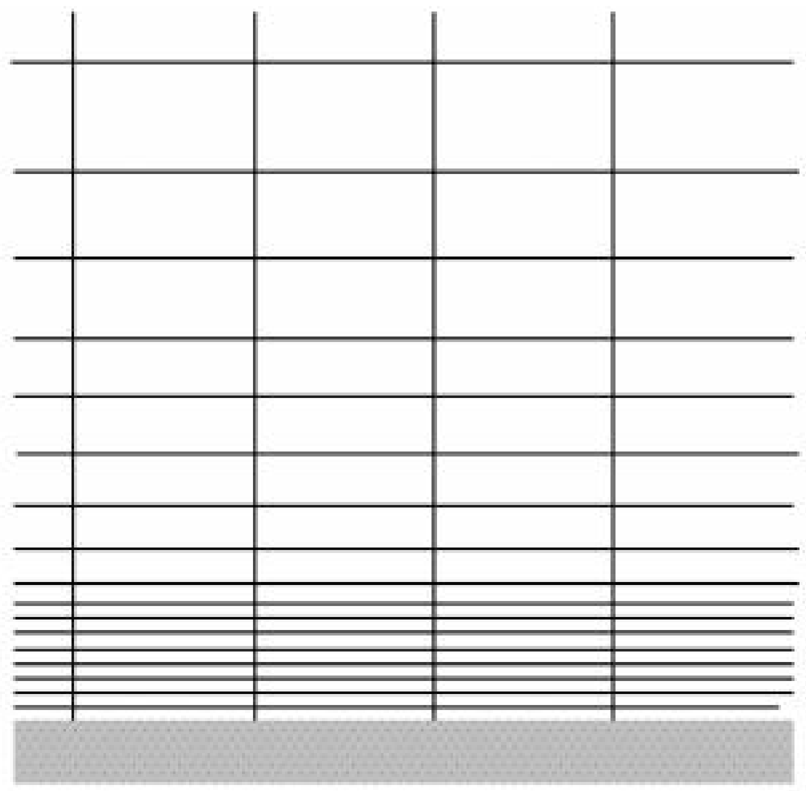
第一网格到壁面距离要在对数区内。通常计算的距离为 y^+（$\equiv \rho u_\tau y/\mu$ 或 y^*。如果网格在对数区内，y^+ 和 y^* 的值差不多大小。我们知道，对数区的 $y^+ > 30\sim60$。FLUENT 在 $y^+ < 12.225$ 时候采用层流（线性）准则，因此网格不必要太密，因为壁面函数在粘性底层更本不起作用。对数区与完全湍流的交界点随压力梯度和雷诺数变化。如果雷诺数增加，该点远离壁面。但在边界层里，必须有几个网格点。



壁面函数处理时网格划分

采用双层模型时近壁网格要求

当采用双层模型时，网格衡量参数是 y^+，并非 y^*。最理想的网格划分是需要第一网格在 y^+ =1 位置。如果稍微大点，比如 y^+ =4～5，只要位于粘性底层内，都是可以接收的。理想的网格划分需要在粘性影响的区域内（$Re_y < 200$）至少有十个网格，以便可以计算粘性区域内的平均速度和湍流量。



采用双层区模型时网格划分

采用 Spalart-Allmaras 模型时的近壁网格要求

该模型属于低雷诺数模型。这就要求网格能满足求解粘性影响区域内的流动，引入了阻尼函数，用以削弱粘性底层的湍流粘性影响。因此，理想的近壁网格要求和采用双层模型时候的网格要求一致。

采用大涡模拟的近壁网格要求

对于大涡模拟，壁面条件采用了壁面法则，因此对近壁网格划分没有太多限制。但是，如果要得到比较好的结果，最好网格要细，最近网格距离壁面在 $y^{+}=1$ 的量级上。

第三节，用 FLUENT 求解湍流问题设定

1， 击活粘性模型面板上的湍流模型（Spalart-Allmaras, k-epsilon, Reynolds Stress or Large Eddy Simulation ）,如果选择 k-epsilon 模型，将需要继续选择采用标准 $k-\varepsilon$ 模型、重整化群 $k-\varepsilon$ 模型或可实现 $k-\varepsilon$ 模型中的一种。
2， 如果流动问题中包含壁面，选择 $k-\varepsilon$ 或者雷诺应力模型，在粘性模型面板上选择近壁处理方式。近壁处理方式包括：标准壁面函数；非平衡壁面函数和双层区模型。
3， Option 选项设置
4， 变量的边界条件设置
5， 全场变量赋初始值

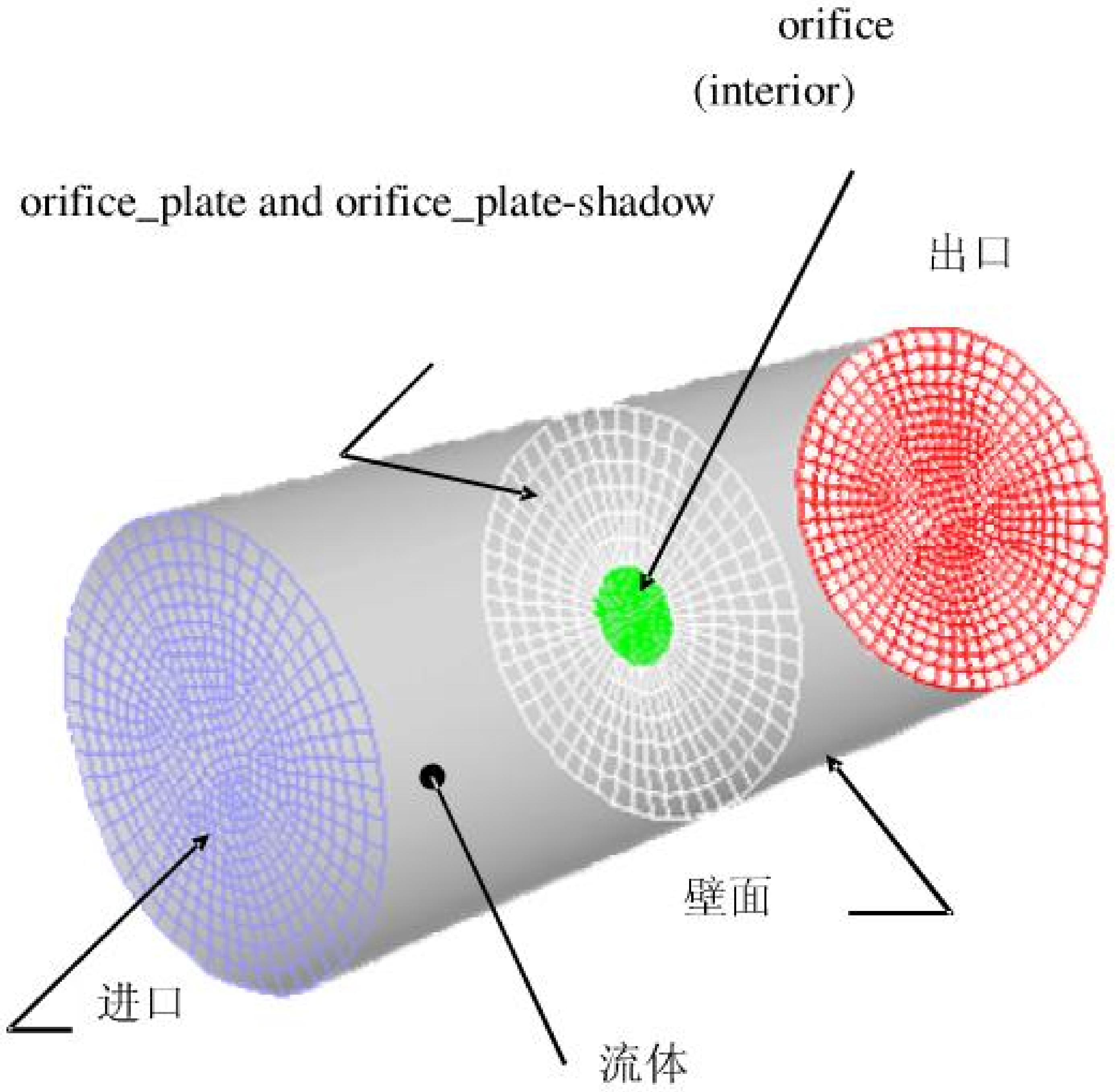
任意选项设置

如果选择 Spalart-Allmaras 模型，会出现如下选项：
. Vorticity-based production
. Strain/vorticity-based production
. Viscous heating (always activated for the coupled solvers)
如果选择标准 $k-\varepsilon$ 模型或可实现 $k-\varepsilon$ 模型，会出现如下选项：
. Viscous heating (always activated for the coupled solvers)
. inclusion of buoyancy effects on ε
如果选择重整化群 $k-\varepsilon$ 模型，出现的选项为：
. Differential viscousity model
. Swirl modification
. Viscous heating (Always activated for the coupled solvers)
. Inclusion of buoyancy effects on ε
如果选择雷诺应力模型，会有如下选项：
. Wall reflection effects on Reynolds stresses
. wall boundary conditions for the Reynolds stresses from equation
. Quadratic pressure-strain model

. Viscous heating (always activated for the coupled solvers)
. Inclusion of buoyancy effects on ε
如果选择大涡模拟，则选择项为：
. Smagoringsky-Lilly model for the subgrid-scale viscosity
. RNG model for the subgrid-scale viscosity
. Viscous heating (always activated for the coupled solvers)
可以更改里面的模型系数，但很多时候不需要这么做。

第五章，边界条件

5-1, FLUENT 程序边界条件种类



Example: Face and Cell zones associated with Pipe Flow through orifice plate

FLUENT 的边界条件包括：

1， 流动进、出口边界条件

2， 壁面，轴对称和周期性边界

3， Internal cell zones: fluid, solid (porous is a type of fluid zone)

4， Internal face boundaryies: fan, radiator, porous jump, wall, interior

5－2，流动进口、出口边界条件

FLUENT 提供了 10 种类型的流动进、出口条件，它们分别是：

« **一般形式：**

压力进口

压力出口

« **可压缩流动：**

质量进口

压力远场

« **不可压缩流动：**

速度进口

自由流出

« **特殊进出口条件：**

进口通分，出口通风

吸气风扇，排气风扇

1，速度进口：给出进口速度及需要计算的所有标量值

2，压力进口：给出进口的总压和其它需要计算的标量进口值

3，质量流进口：主要用于可压缩流动，给出进口的质量流量。对于不可压缩流动，没有必要给出该边界条件，因为密度是常数，我们可以用速度进口条件。

4，压力出口：给定流动出口的静压。对于有回流的出口，该边界条件比 outflow 边界条件更容易收敛。

5，压力远场：该边界条件只对可压缩流动适合。

6，outflow：该边界条件用以模拟在求解问题之前，无法知道出口速度或者压力；出口流动符合完全发展条件，出口处，除了压力之外，其它参量梯度为零。该边界条件不适合可压缩流动。

7，inlet vent：进口风扇条件需要给定一个损失系数，流动方向和环境总压和总温。

8，intake fan：进口风扇条件需要给定压降，流动方向和环境总压和总温。

9，out let vent：排出风扇给定损失系数和环境静压和静温。

10, exhaust fan.：排除风扇给定压降，环境静压。

5－3 压力进口边界条件

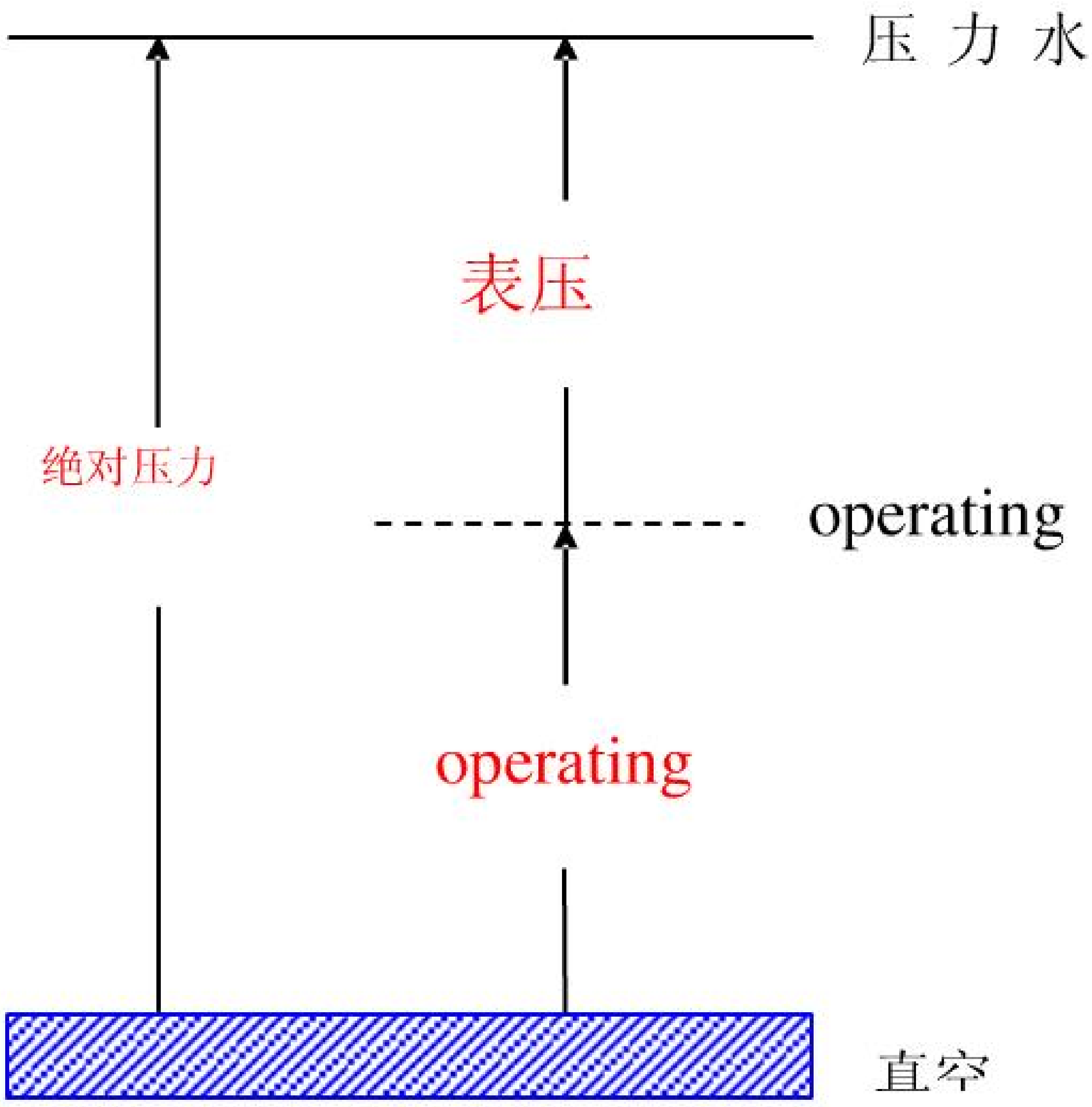
压力进口边界条件通常用于给出流体进口的压力和流动的其它标量参数，对计算可压和不可压问题都适合。压力进口边界条件通常用于不知道进口流率或流动速度时候的流动，这类流动在工程中常见，如浮力驱动的流动问题。压力进口条件还可以用于处理外部或者非受限流动的自由边界。

压力边界条件需要表压输入。

$$p_{absolute} = p_{gauge} + p_{operating} \qquad 5-1$$

Operating pressure 输入：

Define-operating conditions



压力进口条件需要输入的参数：总压，总温，流动方向，静压，湍流量（用于湍流计算），辐射参数（考虑辐射），化学组分质量分数（考虑化学组分），混合分数及其方差（用 PDF 燃烧模型），progress variable (预混燃烧计算)，离散相边界条件（稀疏相计算）及第二相体积分数（多相计算）等。

$$p_{total} = p_{static} + \frac{1}{2}\rho v^2$$ 不可压缩流动

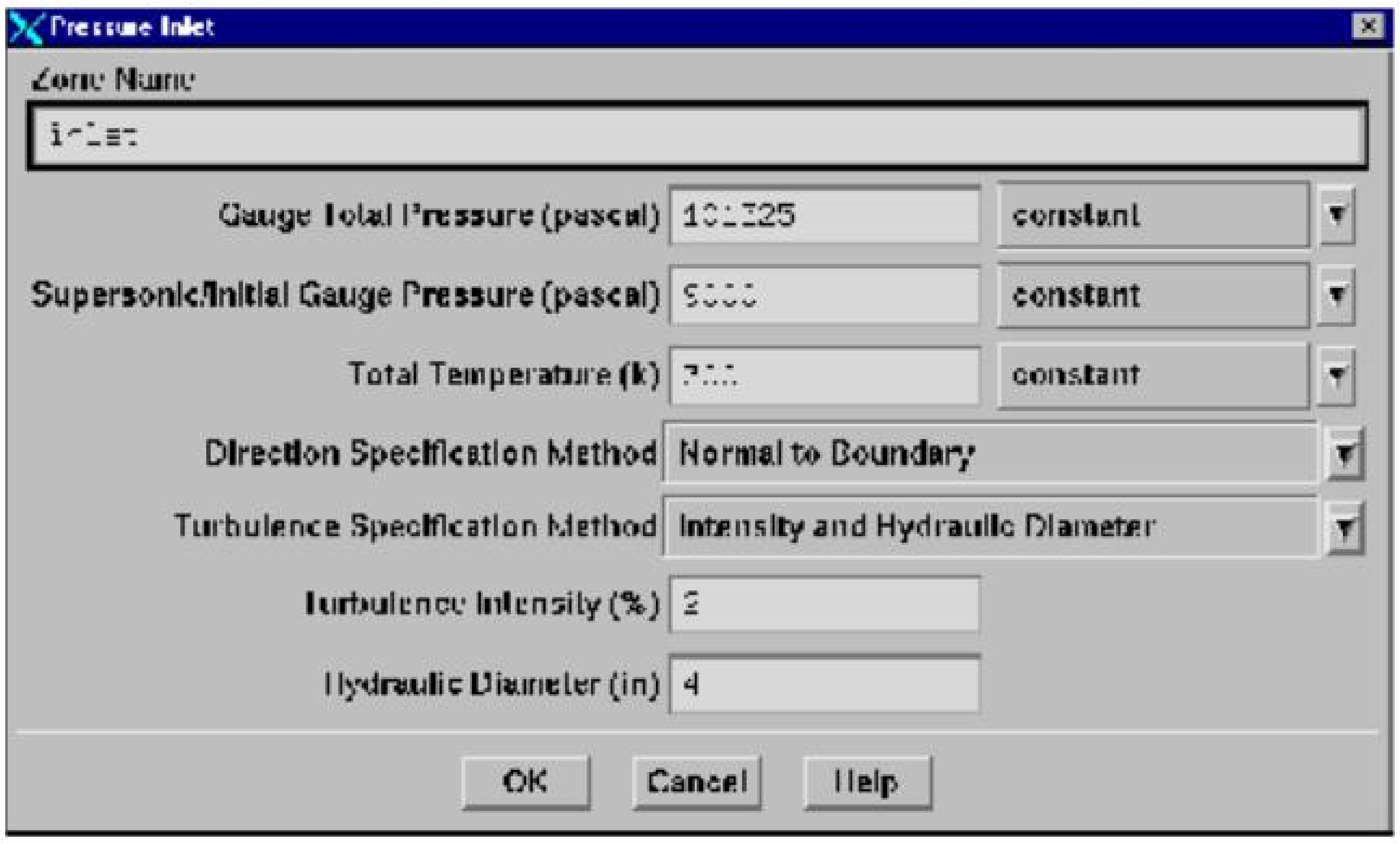
$$p_{total} = p_{static}(1+\frac{k-1}{2}M^2)^{k/(k-1)}$$ 可压缩流动

5－2

流场中的压力 p_s' 包括了势压 $\rho_0 gx$，即：$p_s' = \rho_0 gx + p_s$，或：$\frac{\partial p_s'}{\partial x} = \rho_0 g + \frac{\partial p_s}{\partial x}$。

把 $(\rho - \rho_0)g$ 在体积力源项中考虑，如果密度没有变化，则在压力计算中不需要考虑势压。

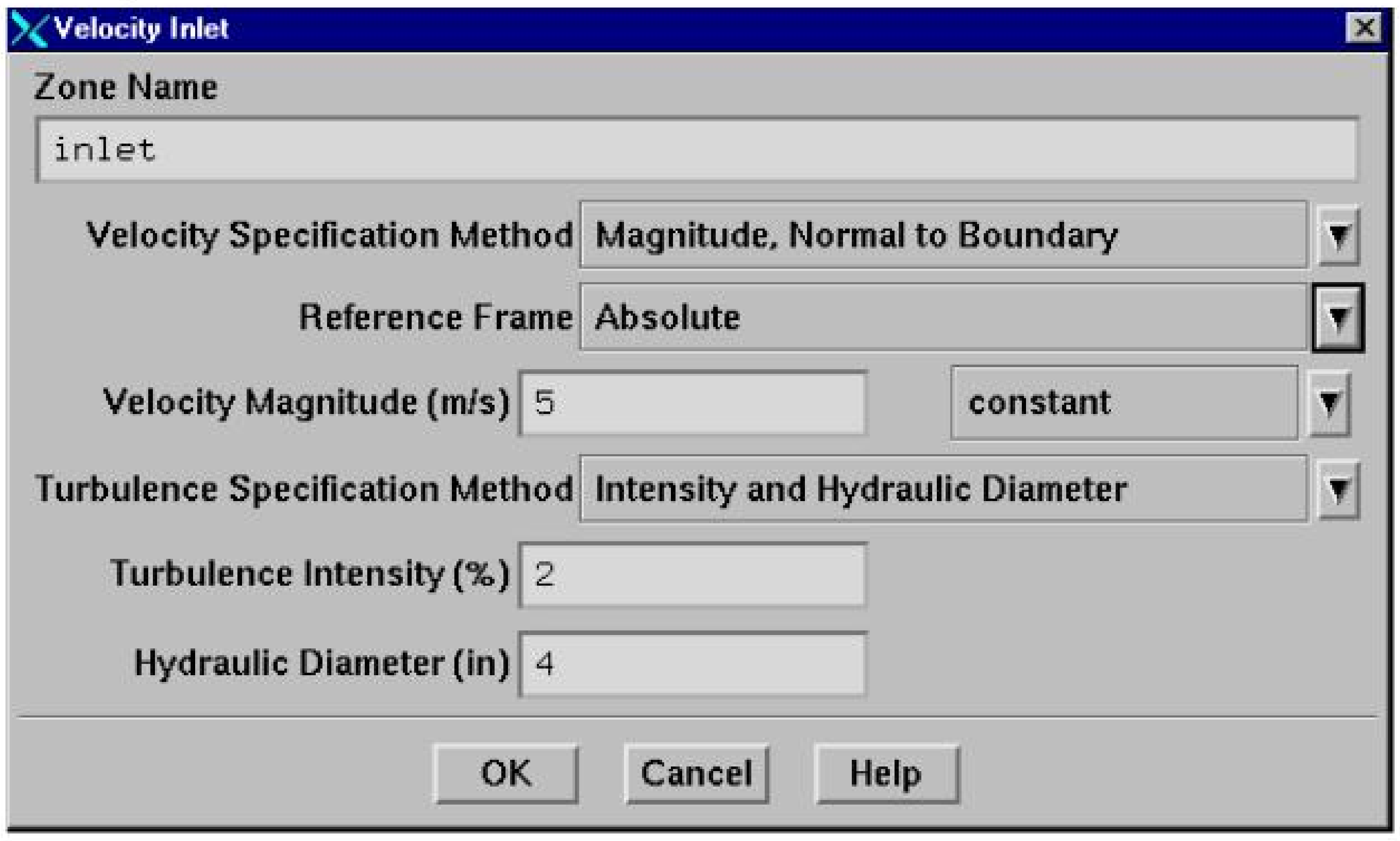
我们输入的压力也不需要考虑势压。



5－4 速度进口边界条件

给定进口的速度及其它相关标量值。该边界条件对不可压速流动问题适用，但对可压缩问题不适合，因为该进口条件会使得进口的总温或总压有一定范围的波动。

输入量包括：速度大小，方向或各速度分量；周向速度（轴对称有旋流动），静温（考虑能量）等。



5－5 质量流量进口边界条件

给定进口的质量流量。局部进口总压是变化的，用以调节速度，从而达到给定的流量。这使得计算的收敛速度变慢。所以，如果压力边界条件和质量边界条件都适合流动时，优先选择用压力进口条件。对于不可压速流动，由于密度是常数，可以选择用速度进口边界条件。

质量进口条件包括两种：质量流率和质量通量。质量流率是单位时间内通过进口总面积的质量。质量通量是单位时间单位面积内通过进口的质量。如果是二维轴对称问题，质量流率是单位时间内通过 2π 弧度的质量，而质量通量是通过单位时间内通过一弧度的质量。

5－6 进口通风（Inlet Vent）边界条件

给定进口损失系数，流动方向和进口环境压力及温度。

对于进口通风模型，假定进口风扇无限薄，通风压降正比于流体动压头和用户提供的损失系数。假定 ρ 是流体密度，K_L 是无量纲损失系数，则压降为：

$$\Delta p = K_L \frac{1}{2} \rho v^2 \qquad 5-3$$

其中，v 是与通风方向垂直的速度分量。

Δp 是流动方向上的压降。

5－7 进口风扇边界条件（inlet fan）

给定压力阶跃，流动方向和环境（进口）压力和温度。假定进口风扇无限薄，并且有不连续的压力升高，压力升高量是通过风扇速度的函数。如果是反向流动，风扇可以看成是通风出口，并且损失系数为 1。

压力阶跃可以是常数，或者是流动方向垂直方向上速度分量的函数形式。

5－8 压力出口边界条件

给定出口的静压（表压）。该边界条件只能用于模拟亚音速流动。如果当地速度已经超过音速，则该压力在计算过程中就不采用了。压力根据内部流动计算结果给定。其它量都是根据内部流动外推出边界条件。该边界条件可以处理出口有回流问题，合理的给定出口回流条件，有利于解决有回流出口问题的收敛困难问题。

出口回流条件需要给定：回流总温（如果有能量方程），湍流参数（湍流计算），回流组分质量分数（有限速率模型模拟组分输运），混合物质量分数及其方差（PDF 计算燃烧）。如果有回流出现，给的表压将视为总压，所以不必给出回流压力。回流流动方向与出口边界垂直。

在出口压力边界条件给定中，需要给定出口静压（表压）。当然，该压力只用于亚音速计算。如果局部变成超音速，则根据前面来流条件外推出口边界条件。需要特别指出的是，这里的压力是相对于前面给定的工作压力。

FLUENT 给出了径向平衡出口边界条件供大家选择（适用于三维和轴对称有旋流动）。这时候，只有在半径很小的区域使用给定的静压边界条件，其它地方，假定径向速度可以忽略而计算得到，压力梯度为：

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_\theta^2}{r}$$

即使是周向旋转速度为零，该边界条件也可以用。

5－9 压力远场边界条件

如果知道自由流的静压和马赫数，FLUENT 提供了的压力远场边界条件来模拟该类问题。该边界条件只适合用理想气体定律计算密度的问题，而不能用于其它问题。为了满足压力远场条件，需要把边界放到我们关心区域足够远的地方。

给定边界静压和温度及马赫数。可以是亚音速，跨音速或者超音速。并且需要给定流动

方向，如果有需要还必须给定湍流量等等参数。

压力远场边界条件是一种不反射边界条件。对于流动为亚音速流动问题，对于来波和流出波，有两个 Riemann 不变量。

$$R_{\infty} = V_{n\infty} - \frac{2c_{\infty}}{\gamma - 1} \quad 5-4$$

$$R_{i} = V_{ni} - \frac{2c_{i}}{\gamma - 1} \quad 5-5$$

n 下标速度表示垂至于边界的速度大小， c 是当地音速，γ 是理想气体的比热比，∞ 表示边界，i 表示内部区域。根据两个不变量，我们可以得到：

$$V_n = \frac{1}{2}(R_i + R_{\infty}) \quad 5-6$$

$$c = \frac{\gamma - 1}{4}(R_i - R_{\infty}) \quad 5-7$$

5－10 自由流出边界条件

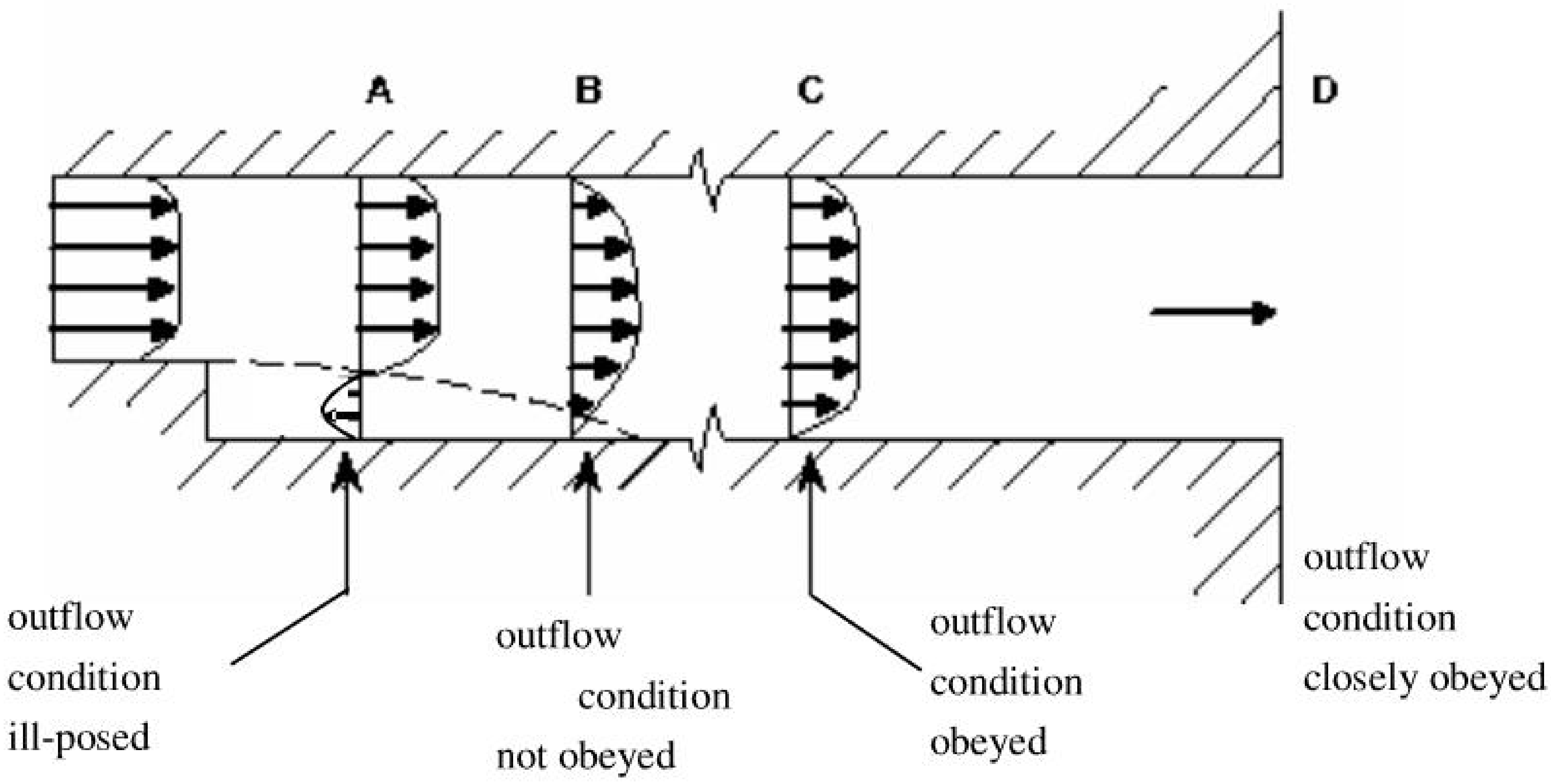
如果我们在求解问题前，不能知道流出口的压力或者速度，这时候可以选择流出边界条件。这类边界条件的特点是不需要给定出口条件（除非是计算分离质量流，辐射换热或者包括颗粒稀疏相问题）。出口条件都是通过 FLUENT 内部计算得到。但并不是所有问题都适合，如下列情况，就不能用流出边界条件：

1， 包含压力进口条件

2， 可压速流动问题

3， 有密度变化的非稳定流动问题（即使是不可压速流动）

用流出边界条件时，所有变量在出口处扩散通量为零。即出口平面从前面的结果计算得到，并且对上游没有影响。计算时，如果出口截面通道大小没有变化，采用完全发展流动假设（流动速度（温度等）分布在流动方向上不变化。当然，在径向允许有梯度存在，只是假定在垂直出口面方向上扩散通量为零。



5－11 出口通风边界条件

出口通风边界条件用于模拟出口通风情况，并给定一个损失系数和环境（出口）压力和温度。

出口通风边界条件需要给定如下参数：静压，回流条件，辐射参数，离散相边界条件，损失系数。

压力损失 $\Delta p = K_L \frac{1}{2}\rho v^2$ 　　5－8

5－12 排气扇边界条件

排气扇边界条件用于模拟外部排气扇，给定一个压升和环境压力。

假定排气扇无限薄，并且流体通过排气扇的压升是流体速度的函数。

5－13 固壁边界条件

对于粘性流动问题，FLUENT 默认设置是壁面无滑移条件，但你也可以指定壁面切向速度分量（壁面平移或者旋转运动时），也可以给出壁面切应力从而模拟壁面滑移。根据当地流动情况，可以计算壁面切应力和与流体换热情况。壁面热边界条件包括固定热通量，固定温度，对流换热系数，外部辐射换热，外部辐射换热与对流换热等。

固壁条件下换热计算边界条件：

如果给定壁面温度，则壁面向流体换热量为：

$$q'' = h_f(T_w - T_f) + q''_{rad} \qquad 5-9$$

对流换热系数是根据当地流场计算得到（湍流水平，温度和速度曲线）。

向固体壁面里面传热方程为：

$$q'' = \frac{K_s}{\Delta n}(T_w - T_s) + q''_{rad} \qquad 5-10$$

如果给定热通量，则更具流体换热和固体换热计算出的壁面温度分别为：

$$T_w = \frac{q'' - q''_{rad}}{h_f} + T_f \qquad 5-11$$

$$T_w = \frac{(q'' - q''_{rad})\Delta n}{K_s} + T_s \qquad 5-12$$

如果是对流换热边界条件（给定对流换热系数 h_{ext}），则：

$$q'' = h_f(T_w - T_f) + q''_{rad} = h_{ext}(T_{ext} - T_w) \qquad 5-13$$

如果是辐射换热边界条件，给定辐射系数ε_{ext}，则

$$q'' = h_f(T_w - T_f) + q''_{rad} = \varepsilon_{ext}\sigma(T_\infty^4 - T_w^4) \quad 5-14$$

如果同时考虑对流和辐射，则：

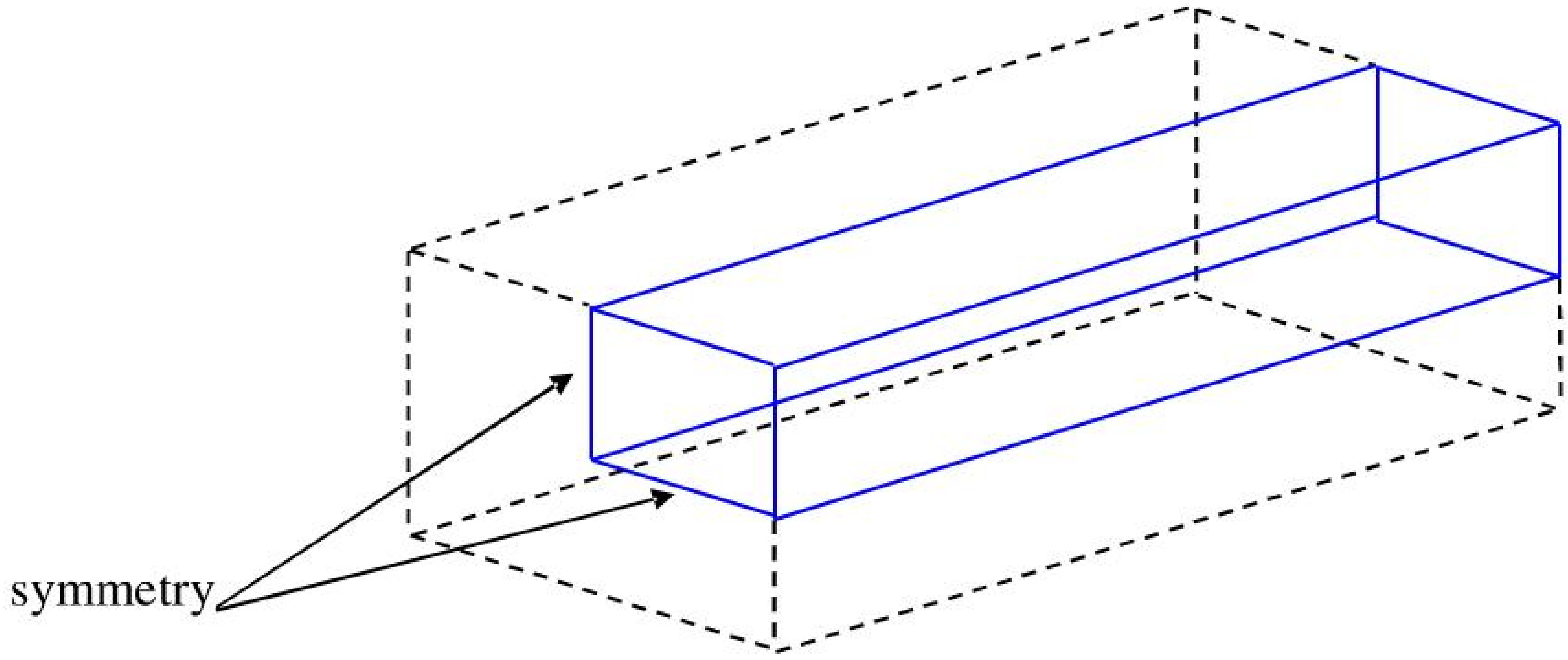
$$q'' = h_f(T_w - T_f) + q''_{rad} = h_{ext}(T_{ext} - T_w) + \varepsilon_{ext}\sigma(T_\infty^4 - T_w^4) \quad 5-15$$

流体侧的换热系数根据如下公式计算：$q'' = k_f \frac{\partial T}{\partial n}\Big|_{wall}$ 5－16

5-14 对称边界条件

对称边界条件应用于计算的物理区域，或者流动及传热场是对称的情况。在对称轴或者对称平面上，没有对流通量，因此垂直于对称轴或者对称平面的速度分量为零。在对称轴或者对称平面上，没有扩散通量，即垂直方向上的梯度为零。因此在对称边界上，垂直边界的速度分量为零，任何量的梯度为零。

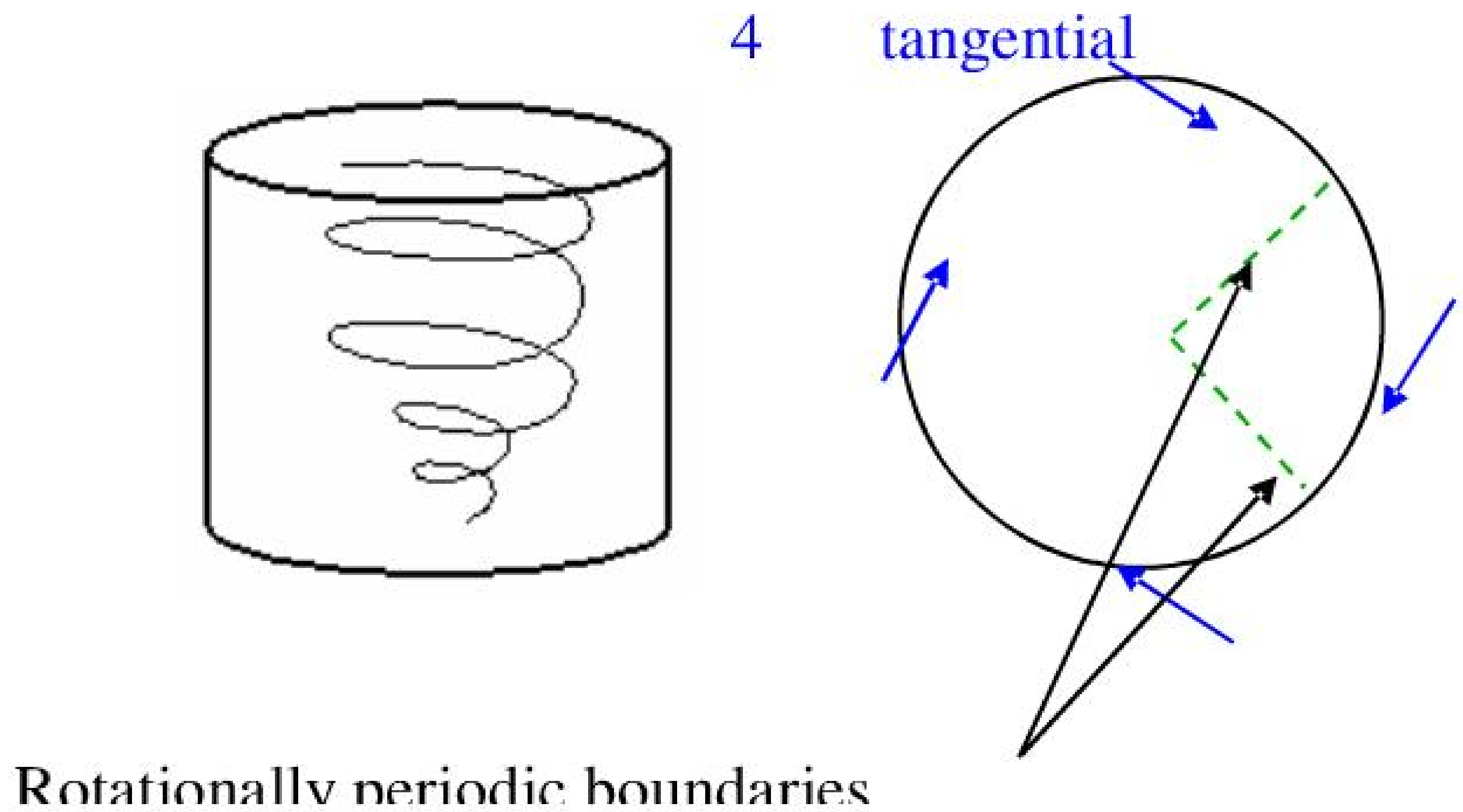
计算中不需要给定任何参数，只需要确定合理的对称位置。该边界条件可以用于粘性流中运动边界处理。

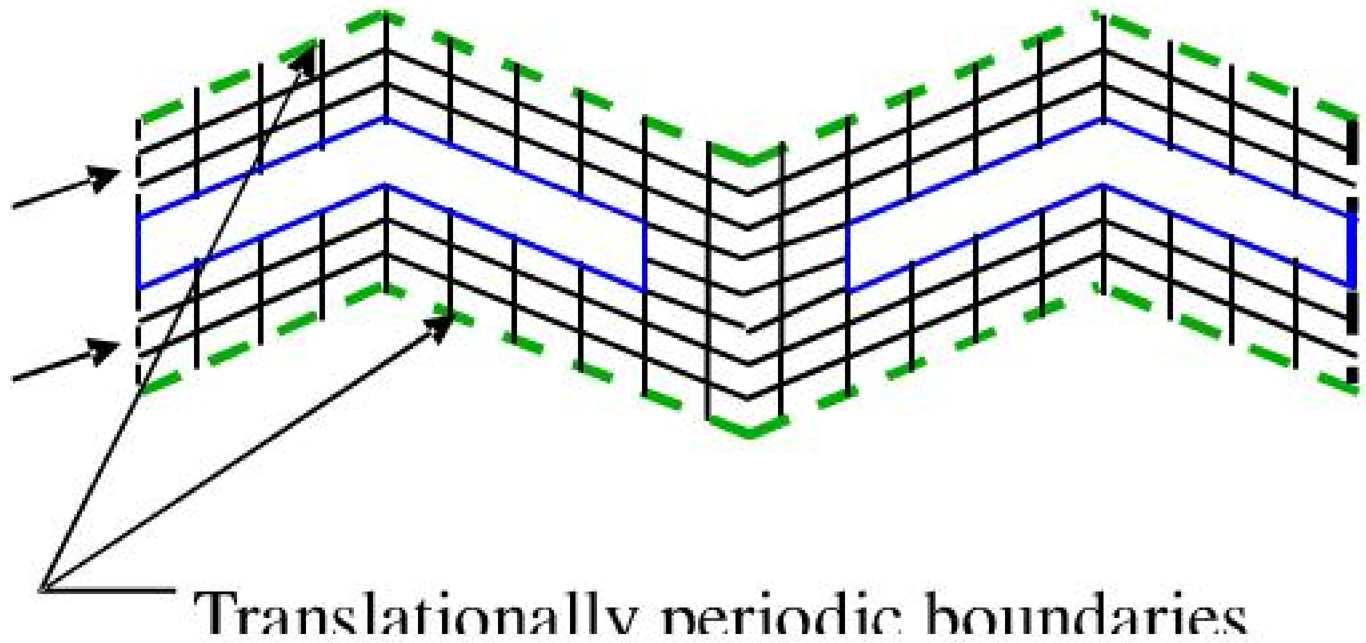


5－15 周期性边界条件

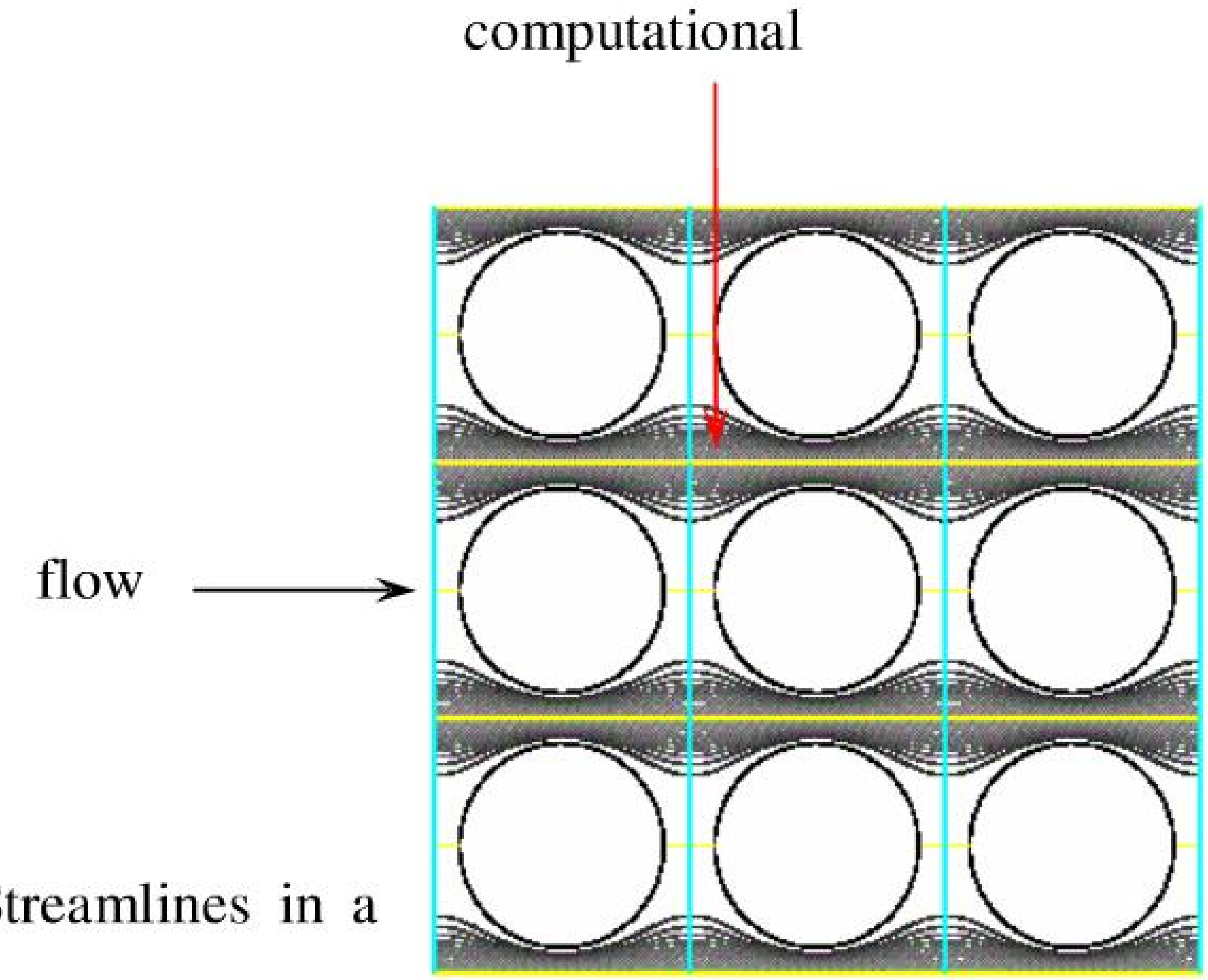
如果我们关心的流动，其几何边界，流动和换热是周期性重复的，则可以采用周期性边界条件。FLUENT 提供了两种类型：一类是流体经过周期性重复后没有压降（cyclic）；另外一类有压降(periodic)。

- **$\Delta p = 0$:**


4
tangential
Rotationally periodic boundaries


Translationally periodic boundaries

l **Δp > 0:**



Streamlines in a

2D tube heat